ARCHIV FÜR METEOROLOGIE, GEOPHYSIK UND BIOKLIMATOLOGIE

HERAUSGEGEBEN VON

DOZENT DR. W. MÖRIKOFER
PHYSIKALISCH-METEOROLOGISCHES OBSERVATORIUM
DAVOS

PROF. DR. F. STEINHAUSER
ZENTRALANSTALT FÜR METEOROLOGIE UND GEODYNAMIK
WIEN

SERIE A
METEOROLOGIE UND GEOPHYSIK

BAND 10, 4. (SCHLUSS-) HEFT
MIT 44 TEXTABBILDUNGEN
(ABGESCHLOSSEN AM 22. JULI 1958)

UNITED STATES AIR FORCE
CAMBRIDGE RESEARCH CENTER
TECHNICAL LIBRARY

WIEN
SPRINGER-VERLAG
1958

Arch. Met. Geoph.
Biokl. A.

Serie A, Band 10 **Inhaltsverzeichnis** Heft 4

Seite

Van Mieghem, J. Radiation Data Needed in Dynamical Meteorology .. 285

Fritz, S. Seasonal Heat Storage in the Ocean and Heating of the Atmosphere. (With 4 Figures) 291

Nicolet, M. La dissociation de l'oxygène dans la haute atmosphère ... 301

Godson, W. L. The Diffusion of Particulate Matter from an Elevated Source. (With 8 Figures) 305

Staley, D. O. and **L. H. Horn.** A Numerical Experiment with Wind Variations in the Planetary Boundary Layer. (With 5 Figures) 328

Gordon, A. H. A Low Latitude General Circulation Model. (With 1 Figure) 339

Greinacher, H. Zur Frage des Ersatzes psychrometrischer Tafeln durch Rechenschieber 350

Malkowski, G. Betriebserfahrungen mit dem Berliner Wetter-Radargerät. (Mit 3 Textabbildungen) 355

Emsalem, R. Le problème des composantes verticales de la vitesse du vent. (Avec 4 Figures) 367

Malkowski, G. Das Funkstörungsminimum vom 9. Dezember 1957. (Mit 2 Textabbildungen) 381

Morales, C. Synoptic and Mesoaerological Study of Radiation Fog. Preliminary Report on Radio Soundings with Tethered Balloon and Single Observer. (With 12 Figures) 387

Drimmel, J. Theorie und Vorhersage der Hochnebelbildung im Wiener Becken 410

Businger, J. A. and **V. E. Suomi.** Variance Spectra of the Vertical Wind Component Derived from Observations with the Sonic Anemometer at O'Neill, Nebraska in 1953. (With 5 Figures) 415

Van Mieghem, J. Carl-Gustaf Rossby in memoriam (1898—1957) 426

Buchbesprechungen 429

Meteorological Research Reviews. Edited by A. K. Blackadar (Meteorological Monographs: Band 3, Nr. 12—20) (W. Mörikofer). — Mason, B. J., The Physics of Clouds (F. Steinhauser). — Ludlam, F. H. und R. S. Scorer, Cloud Study (F. Steinhauser). — Best, A. C., Physics in Meteorology (F. Steinhauser). — Vassy, E., Physique de l'Atmosphère. Tome I: Phénomènes d'émission dans l'atmosphère (F. Steinhauser). — Chalmers, J. A., Atmospheric Electricity (F. Steinhauser). — Aujeszky, L., A Legkör fizikája (P. Valko). — Kuhlbrodt, E., Die Höhenwinde über dem tropischen und südlichen Atlantischen Ozean. (Wissenschaftliche Ergebnisse der deutschen atlantischen Expedition auf dem Forschungs- und Vermessungsschiff „Meteor" 1925—1927. Band XVI, 1. Teil.) Erste Lieferung: Allgemeine statistische Bearbeitung der Höhenwindmessungen. Zweite Lieferung: Weitergehende statistische Bearbeitung für ausgewählte Felder (F. Steinhauser). — Wege, K., Druck-, Temperatur- und Strömungsverhältnisse in der Stratosphäre über der Nordhalbkugel (Meteorologische Abhandlungen: Band V, Heft 4) (F. Steinhauser). — Jacobs, Ingrid, 5- bzw. 40jährige Monatsmittel der absoluten Topographien der 1000 mb-, 850 mb-, 500 mb- und 300 mb-Flächen sowie der relativen Topographien 500/1000 mb und 300/500 mb über der Nordhemisphäre und ihre monatlichen Änderungen. Folge 1 und 2 (Meteorologische Abhandlungen: Band IV, Heft 1 und 2) (F. Steinhauser). — Grasnick, C. H., Die Temperaturänderung der Troposphäre über Lindenberg im Bereich von Antizyklonen durch Strahlungs- und Turbulenzvorgänge (Abhandlungen des meteorologischen und hydrologischen Dienstes der Deutschen Demokratischen Republik, Nr. 43) (F. Steinhauser). — Vistas in Astronomy. Herausgegeben von A. Beer. Band 2 (W. Mörikofer). — Scheidegger, A. E., Principles of Geodynamics (M. Toperczer). — Haalck, H., Lehrbuch der angewandten Geophysik. Teil II (M. Toperczer). — Eiby, G. A., Earthquakes (F. Steinhauser). — Angerer, E. v., Technische Kunstgriffe bei physikalischen Untersuchungen. 11. Auflage, herausgegeben von H. Ebert (W. Mörikofer). — Physikalisches Taschenbuch. Herausgegeben von H. Ebert. 2. Auflage (W. Mörikofer).

UNITED STATES AIR FORCE
CAMBRIDGE RESEARCH CENTER
TECHNICAL LIBRARY

551.521:551.51

(Institut Royal Météorologique de Belgique et Université de Bruxelles)

Radiation Data Needed in Dynamical Meteorology[1,2]

By

J. Van Mieghem

Summary. In order to be able to account for non-adiabatic effects on atmospheric processes, the space and time distributions of actual values of the radiation balance must be known in the atmosphere and at its boundaries. As for synoptic data, the representativeness of radiation data is an essential requirement.

Zusammenfassung. Wenn man den Einfluß nicht-adiabatischer Vorgänge auf die atmosphärischen Prozesse berücksichtigen will, ist es unentbehrlich, die räumliche und zeitliche Verteilung der Strahlungsbilanz innerhalb der Atmosphäre und längs ihren Begrenzungen zu erkennen. Gleich wie für die synoptischen Daten müssen auch die auf die Strahlung bezüglichen Angaben repräsentativ sein.

Résumé. Si l'on veut tenir compte des effets non-adiabatiques sur les processus atmosphériques, il est indispensable de connaître la répartition spatio-temporelle du bilan radiatif dans l'atmosphère et le long de ses frontières. Tout comme pour les données synoptiques, les données relatives au rayonnement doivent être représentatives des grandeurs météorologiques mesurées.

1. The aim of this short contribution is not to introduce new ideas, which would be premature in the absence of adequate observational materials, but simply to formulate the wishes of the research worker in dynamic meteorology regarding the radiation data required for the introduction of non-adiabatic effects in the study of atmospheric processes.

It seems to me that this is the right moment to indicate the radiation data we need in dynamic meteorology. During the past four years the number of radiation stations, recording at least one component of the

[1] Contribution presented at the XIth General Assembly of the I.U.G.G. International Association of Meteorology and Atmospheric Physics, Toronto, September 1957.

[2] Dedicated to Dr. ANDERS K. ÅNGSTRÖM on the occasion of his 70th birthday.

radiation balance at the earth's surface, has doubled and is at present about 700. This remarkable development of the network is very encouraging and will certainly contribute materially to the success of the I.G.Y. programme, especially to a better understanding of the atmospheric circulations.

I wish to recall that L. J. L. DEIJ at the VIIIth General Assembly of the I.U.G.G. [3] emphasized the great interest for climatological and meteorological research (general circulation, air mass transformations, long range forecasting, etc.) of the establishment of an adequate network of stations measuring the components of the heat balance at the earth's surface. He concluded with a proposal recommending the organization of an appropriate international network of radiation stations. Though the present radiation network must still be improved and certain gaps filled, the I.G.Y. radiation network is already of world-wide character and fulfils, in a large measure, DEIJ's wishes expressed in Oslo nine years ago.

In order to make available the basic radiation data required in atmospheric dynamics, the difficult task that must still be achieved is to elaborate the appropriate observational techniques and to construct the proper *recording* radiometers, namely radiation balance meters.

Different types of balance meters have been developed recently and so a selection of synoptic surface stations should now be equipped with such instruments. In addition radiation measurements should be extended to the vertical, in other words, aerological sounding techniques (aircraft, radiosonde) should be introduced in one way or another into actinometry. In this respect, I would like to mention first the results of measurements of the upward and downward fluxes of long-wave radiation from aircraft, presented by A. W. BREWER at the Xth General Assembly of the I.U.G.G. [1]. The work going on in the Meteorological Research Flight of the Meteorological Office at Farnborough [1, 2] and at the aerological station of the Deutscher Wetterdienst at München-Riem [6, 7, 8] is very promising indeed.

2. In all textbooks of meteorology and climatology it is always stated in the first paragraph of the chapter devoted to radiation processes in the atmosphere that the energy responsible for the creation and maintenance of air motions and for the production of changes in the associated temperature and mass fields comes from the sun. The sun being recognized as the primary source of atmospheric processes, the main problem in atmospheric energetics is to find out in what manner the heat, accommodated in the earth-atmosphere system, by means of absorption processes, is utilized in maintaining the atmospheric circulations.

But in the same textbooks, a few pages further, as soon as the dynamic and thermodynamic processes are envisaged, the adiabatic hypothesis is invariably introduced with the usual apology. The dynamic meteorologist is placed in the absurd position of being forced to study the motions of a fluid system in ignorance of the distribution and strength of the primary energy sources and sinks both within and outside the system and also at its boundaries. Indeed, we do not know the *actual* geographical distribution of the intensity of the incoming solar and sky radiation and of the

short- and long-wave outgoing radiation at the earth's surface, nor do we know the *actual* space-time distribution of radiational heating of the atmosphere.

At present, the dynamic meteorologist has to concentrate his efforts on the problems in which the basic hydrodynamic characteristics of the atmospheric flow patterns are the predominant features and the non-adiabatic effects of minor importance. It is however impossible to reach a clear and complete understanding of the general circulation and to conceive atmospheric models for numerical long range forecasting without a full knowledge of the amount and distribution in space and time of the radiation absorbed by the earth's surface and the atmosphere.

3. Annual *mean* amounts of incoming and outgoing short- and long-wave radiation, averaged over zonal belts, as we usually find in textbooks, are not suitable for the study of dynamic processes in the atmosphere. *Actual* seasonal and monthly values are indispensable. At present, it would be unreasonable to ask, at least on a world-wide basis, for actual daily values, but it should be strongly emphazised that *actual five day-means* would be extremely useful, five days being the average life-time of the large-scale tropospheric disturbances. Actual daily values however are also extremely important for general circulation studies.

The annual radiation balance of the earth-atmosphere system is not of such a great interest to the dynamic meteorologist. Indeed, this balance is established on the assumption that the losses equal the gains, whilst the radiation balance for shorter periods (pentades, decades, for instance) is characterized by a storage of heat. The geographical distribution of the actual amount of this heat storage is precisely the essential information needed to arrive at a quantitative understanding of the atmospheric circulations.

4. The extension of the network of radiowind and radarwind stations and improvements in the equipment of existing aerological stations will make it possible, after the I.G.Y., to evaluate with a fair accuracy the actual total amount of kinetic energy of the atmosphere and its actual variations for short intervals of time (at least, pentades). It would then be especially interesting to know with the same accuracy the actual solar energy input at the top of the atmosphere and its actual variations for the same short time intervals. Therefore it is necessary to proceed to a day-to-day determination of the albedo of the surface of the earth and clouds at a network of a dozen stations with a suitable longitudinal distribution. Earth's albedo measurements are included in the I.G.Y. programme. To this end, the use of A. DANJON's method based on the photometric observation of the earth-light on the moon has been recommended. The site of the stations has been selected in such a way that it will be possible to determine the albedo of a surface mainly oceanic and of a surface mainly continental. This information will be extremely useful to the dynamic meteorologist.

5. We need to know not only the radiation budget of the earth and atmosphere considered as a single system, but also the radiation balance

at the earth's surface. Here again zonal *mean* averages are of much less importance than *actual* values at the earth's surface of the *upward flux* of the global sun and sky radiation reflected by the earth's surface and the long wave radiation of the earth and of the *downward flux* of the global sun and sky radiation and the long-wave radiation of the atmosphere. These components of the radiation balance depend so much on the ever changing meteorological conditions (turbidity, water vapour content of the air, cloudiness, etc.), they are so dependent upon the nature and the physical state of the earth's surface, they change so considerably from low to high land, from land to sea areas, from snow surfaces to bare soil or to cultivated areas, from one month to the other with the seasonal variations in the surface cover (snow, vegetation, etc.), that *actual* amounts and actual geographical and vertical distributions of the short and long wave radiation components are indispensable.

Very simple and interesting formulae have been devised for the computation of the incoming global sun and sky radiation at the surface of the earth in terms of the sunshine duration and cloudiness. The numerical values of the coefficients and exponents of these formulae have been established thanks to the data collected at the few existing fully equipped radiation stations. In order to persuade the dynamic meteorologist to use these formulae, it is necessary to investigate the seasonal variations of these numerical values and above all, their representativeness. If one wishes to obtain a representative distribution of the global incoming short wave radiation at the earth's surface on a planetary scale, one must know the area of validity of a given set of numerical values for the coefficients and exponents of the empirical formulae used.

The requirement of representativeness does not only apply to the above-mentioned empirical values of the global sun and sky radiation at the surface of the earth, but to *all* radiation data. Radiation measurements should be made so as to ensure that the energy fluxes recorded are truly representative of the actual radiation conditions in a fairly extensive area around the station. Very precise physical radiation measurements are meteorologically meaningless if they are not representative. This should never be overlooked.

I should add that the dynamic meteorologist is much more interested in the amount of solar energy absorbed by the earth's surface, that is to say in the difference between the incoming global radiation at the earth's surface and the reflected short-wave radiation, than in the amount of the global incoming sun and sky radiation alone. Indeed a knowledge of the intensity and the distribution of the heat sources at the earth's surface is essential for the complete study of the large-scale quasi-geostrophic motions, responsible for the meridional poleward transport of heat, and also for the investigation of small-scale non-geostrophic convective motions, responsible for the upward transport of heat from the earth's surface. Therefore, if feasible, it would be of very great interest to establish an empirical formula expressing the amount of solar and sky radiation absorbed by the earth's surface. Reliable measurements of energy sums how-

ever are more trustworthy than computed amounts using empirical formulae.

6. It is now generally agreed (cf. HOUGHTON [9]) that roughly 45% of the incoming solar radiation is absorbed by the earth's surface and 20% by the atmosphere, and that about 90% of the solar radiation absorbed by the atmosphere is apportioned to the troposphere.

The primary effect of solar heating is to create horizontal temperature contrasts which represent potential energy available for conversion into kinetic energy of atmospheric circulations. The energy cycle in the atmosphere involves the partition of available potential energy and kinetic energy into a zonally averaged component and an eddy component.

Recently E. N. LORENZ [4] has shown that:

(i) the correlation between the zonal mean values of temperature and total rate of heating (radiational and turbulent heating, release of condensation heat, frictional dissipation of mechanical energy) within geopotential surfaces contributes primarily to the production of available potential energy for the zonally averaged mean motion;

(ii) the generation of available potential energy for large-scale eddies depends upon the correlation between temperature and total rate of heating within the latitude circles.

In order to determine in space and time the rate of radiational heating Q per unit mass of air, it is necessary to know the actual geographical and vertical distribution of the *resultant* vertical flux $\boldsymbol{W}$ of short- and long-wave radiation, the intensity of which is defined by the difference between the upward and downward short- and long-wave radiation fluxes. For dynamic purposes, the radiation field may be represented by a rather simple vector field of upward and downward vertical vectors. Its convergence gives then the rate of radiational heating per unit volume

$$\rho Q = -\operatorname{div} \boldsymbol{W},$$

where ρ represents the air density.

The vertical distribution of the long-wave component of $\boldsymbol{W}$ may be determined by observational methods using aircraft or radiosounding techniques *or* by graphical methods using radiation charts in which the long-wave vertical flux is computed in terms of the usual aerological data. In the case of a cloudless sky, the radiation charts give results comparable to those of the measurements of the flux of infra-red radiation in the atmosphere. In the presence of clouds, however, the calculation of the outgoing long-wave radiation is highly dependent not only on the cloud amount but also on the emissivity of the high clouds. Since this emissivity depends very much upon the cloud structure and since very little is known about the cloud structure, especially upon the structure of high clouds, the graphical methods often fail in the case of a cloudy sky [2].

The vertical distribution of the short-wave component of $\boldsymbol{W}$ is much more difficult to obtain. Hitherto no experimental method has been found for the measurement of this component along the vertical. Very recently, F. MÖLLER has proposed a numerical method for the evaluation of

the absorption of solar radiation in an atmosphere with and without clouds [5].

7. Finally, I wish to point out that the very small percentage of solar energy absorbed in the upper atmosphere (2% of the incoming solar energy in the stratosphere between the tropopause and the 80 km. level, where the temperature reaches a minimum of approximately 200° K, and 0.01% above, in the ionosphere) is by no means without thermodynamic significance. Because of the low air densities at high levels, the small amounts of absorbed solar radiation are capable of producing temperature peaks at the top of the absorbing layers. For example, the temperature peak of about 270° K at approximately 50 km., due to absorption of the ultraviolet solar radiation at the top of the ozone layer, subdivides the stratosphere into two main layers with different static stabilities. This fact in turn entails some differences between the flow patterns of the low stratosphere with a high static stability ($5 \cdot 10^{-4}$ sec.$^{-2}$) and the high stratosphere with a smaller static stability ($2 \cdot 10^{-4}$ sec.$^{-2}$); for comparison, we recall that the static stability amounts to 10^{-4} sec.$^{-2}$ in the troposphere. We may conclude that radiation measurements even at high levels are also of interest to dynamic meteorologists.

References

1. Brewer, A. W., and J. T. Houghton: Observed Radiation Fluxes in the Atmosphere at Levels up to 12 km. Sci. Proc. Int. Ass. Met., Xth I.U.G.G. Gen. Ass., Rome 1954, Publ. A.I.M. No. **10/c,** pp. 571—75 (London, 1956) and Proc. Toronto Met. Conf. Sept. **1953,** p. 68 (London, 1954).
2. — Some Measurements of the Flux of Infra-red Radiation in the Atmosphere. Proc. Roy. Soc. A **236,** 175—186 (1956).
3. Deij, L. J. L.: Heat Balance Measurements. Proc.-Verb. Ass. Int. Met., VIIIe Ass. Gen. U.G.G.I., Oslo 1948, Publ. A.I.M. No. **8/c,** pp. 65—66 (Uccle, 1950).
4. Lorenz, E. N.: Available Potential Energy and the Maintenance of the General Circulation. Tellus **7,** 157—167 (1955).
5. Korb, G., J. Michalowsky und F. Möller: Die Absorption der Sonnenstrahlung in der wolkenfreien und bewölkten Atmosphäre. Beitr. Phys. Atmosphäre **30,** 63—77 (1957).
6. Müller, H. G., und W. Pohl: Messungen des ultraroten Strahlungsstromes in der freien Atmosphäre. Sitz.-Ber. math.-naturwiss. Kl. Bayer. Akad. Wiss., München **1955,** S. 303—307.
7. Pohl, W.: Messungen des ultraroten Strahlungsstromes in der freien Atmosphäre. Met. Tagung, Frankfurt a. M., Okt. 1955. Ber. Dtsch. Wetterd. **4,** Nr. 22, 30—31 (1956).
8. Pohl, W.: Messungen des ultraroten Strahlungsstromes in der freien Atmosphäre. Z. Geoph. **22,** 1—52 (1956).
9. Houghton, H. G.: On the Annual Heat Balance of the Northern Atmosphere. J. Met. **11,** 1 (1954).

551.511:551.521:551.46

(U. S. Weather Bureau, Washington, D. C., U. S. A.)

Seasonal Heat Storage in the Ocean and Heating of the Atmosphere[1, 2]

By

S. Fritz

With 4 Figures

Summary. One method of computing the seasonal heat budget of the atmosphere involves the seasonal heat storage in the oceans. On the basis of bathythermograph data and ocean surface temperatures, the heat added to, or released by the ocean was computed month by month. The heat stored in the ocean was then compared with GABITES' estimate of the heat added by radiation and by means of the latent heat of water vapor. From this comparison, the heating of the atmosphere was approximated. In middle latitudes, the net heating of the atmosphere is close to zero during most of the year, so that even the sign of the atmospheric heating is in doubt there. During most of the year, the atmosphere undergoes net heating in low latitudes, and net cooling in high latitudes. The excess is removed by motions of the atmosphere and the ocean.

Zusammenfassung. Eine Methode, das jahreszeitliche Wärmebudget der Atmosphäre zu berechnen, hat auch der Wärmespeicherung in den Ozeanen Rechnung zu tragen. Auf Grund von Wasserthermographenwerten und Ozeanoberflächentemperaturen wurden die dem Ozean zugeführten oder von ihm abgegebenen Wärmemengen monatsweise berechnet. Die im Ozean gespeicherte Wärme wurde dann mit der von GABITES aufgestellten Schätzung der durch Strahlung und durch die latente Wärme des Wasserdampfs zugeführten Wärmemenge verglichen und von dieser Vergleichung wurde auf die Erwärmung der Atmosphäre geschlossen. In mittleren Breiten liegt der Erwärmungszuwachs der Atmosphäre während des Großteils des Jahres bei Null, so daß sogar das

---

[1] Presented at the 11th General Assembly, IUGG (IAM), Toronto, September 1957.

[2] Dedicated to Dr. ANDERS K. ÅNGSTRÖM on the occasion of his 70th birthday.

Vorzeichen der Erwärmung zweifelhaft ist. Während des Großteils des Jahres erfährt die Atmosphäre dagegen in niederen Breiten einen Wärmezuwachs, in hohen Breiten einen Überschuß an Abkühlung. Diese Überschüsse werden durch Bewegungsvorgänge in der Atmosphäre und im Ozean verfrachtet.

Résumé. Une méthode visant à calculer le bilan thermique annuel de l'atmosphère doit tenir compte de la chaleur mise en réserve dans les mers. Des mesures de température de l'eau de mer en profondeur et en surface permettent d'établir les quantités de chaleur fournies mensuellement à la mer ou enlevée à celle-ci. La chaleur accumulée fut alors comparée à celle qu'estime Gabites en considérant la chaleur fournie par rayonnement et par la chaleur latente de la vapeur d'eau; on en a tiré une conclusion relative au réchauffement de l'atmosphère. Aux latitudes moyennes, l'accroissement de chaleur de cette dernière est voisine de zéro la plus grande partie de l'année, de sorte que même le signe est douteux. Aux latitudes basses par contre l'atmosphère reçoit de la chaleur pendant la plus grande partie de l'année; elle en perd aux latitudes élevées. Ces gains et ces pertes s'équilibrent in globo par les mouvements de l'air et de l'eau.

I. Introduction

The heat added to the atmosphere varies with latitude and with time and this variation of atmospheric heating produces the major driving force of the large scale atmospheric motions. Therefore in order to study the general circulation quantitatively we need to know the amount of heat which enters the atmosphere as a function of geographic position and of time. For studies of climatic change the seasonal variation of heat budget may be useful. The seasonal heat budget can also serve as a first approximation in some synoptic studies such as Phillips' [*1*].

Studies of the *mean annual heat budget* of the atmosphere as a function of latitude have been attempted several times. In these it was assumed that the mean annual temperature of the Earth is constant at each latitude, so that no storage terms need be evaluated. Of course, this assumption can not be used in seasonal studies, because the temperature of the atmosphere, oceans and land varies substantially with time of year. It may be possible to estimate all the terms which contribute to the heating of the atmosphere at different latitudes; but this would involve among other things such difficult estimates as the turbulent exchange between the atmosphere and the Earth's surface.

To avoid this, we can proceed in another manner, which however involves the seasonal heat storage in the Earth and atmosphere; and since the monthly storage in the atmosphere and ground is small, this essentially involves only the heat storage in the ocean. Basically this was the method used by Gabites [*2*]. Many difficult approximations were necessary; but the ocean storage estimate which he made was so large that it resulted in a large net atmospheric cooling in mid-latitude summer and large net heating in autumn. This net heating distribution seemed questionable when applied to the problem of climatic temperature change and so the ocean heat storage term was reexamined with the aid of bathythermograph data. The results are presented below.

II. Heat Balance

The heat added to a column of the atmosphere, H_a, is given by

$$H_a = (S_a + L_a + F + P) + M_a = (cm\,\Delta\,T)_a \tag{1}$$

$$H_a - M_a = S_a + L_a + F + P = D, \tag{2}$$

where S_a is the solar energy absorbed by the atmospheric column, L_a is the long-wave radiation absorbed (or lost) by the atmosphere, F is the heat added by turbulent transfer from the Earth's surface, and P is the heat added by condensation in the atmosphere, which can be estimated from the precipitation data. M_a is the heat added to the column by air motions of the atmosphere, such as divergence of heat flux. The specific heat is given by c, m is the mass, and $\Delta\,T$ is the temperature change of a column of air.

The heat added to a column of ocean water, H_e, which is the main part of the heat added to the Earth's surface, is given by

$$H_e = S_e + L_e - F - E + M_e = (cm\,\Delta\,T)_e, \tag{3}$$

where the symbols have similar meanings to those in eq. (1) but subscript e refers to Earth's surface; E is the heat lost from the surface by evaporation; and M_e is the heat added to a column of ocean water by the ocean currents.

To eliminate F, we add eq. (1) and (3) and get

$$H = S + L + (P - E) + M = H_a + H_e \tag{4}$$

$$H_a - M_a = S + L + (P - E) - H_e + M_e = D \tag{5}$$

The quantity H is now the heat added to unit column of Earth *plus* the atmosphere, S is now the solar energy absorbed by the Earth plus atmosphere. L is the long-wave radiation lost by the Earth plus the atmosphere, and M is the heat added by both ocean and wind currents. The state of the atmosphere affects all the terms in eqs. (2) and (5). Nevertheless for certain studies of the relation between *climatic temperature change* and circulation the quantity D in eq. (2), and in eq. (5), may perhaps be thought of as a heating function which can drive the general circulation and affect the temperature of the air.

Gabites [2] has evaluated S, L, and $(P - E)$. As we would expect numerous uncertainties and assumptions were necessary, but his results will be used for comparison purposes later. From eq. (5) we note that it will be necessary to evaluate H_e, the heat stored in the Earth's surface in order to compute D. Gabites showed that the heat storage in the solid earth is small by comparison with the heat stored in the ocean. Therefore, we turn now to the problem of computing the heat storage in the ocean.

III. Heat Storage in the Ocean

Over 7000 bathythermograph observations have been summarized by M. K. Robinson [3] for the Pacific ocean area between 20° to 40° N and 125° to 155° W. She gives charts showing the mean distribution of tem-

perature for each month over the area at four depths, i. e. surface, 100, 200, and 300 feet. From these charts, we tabulated temperatures at each depth for 10 latitude-longitude intersections[1].

The heat added to a unit column from one month to the next in ly/day, is given by

$$H_e = C \frac{M}{N} \sum_{n=0}^{n=2} \left[\frac{(T_{a,n} - T_{b,n}) + (T_{a,(n+1)} - T_{b,(n+1)})}{2} \right] \text{(in ly/day)} \quad (6)$$

where $n = 0$ refers to the ocean surface, $n = 2$ refers to the depth of 200 feet. The subscripts a and b refer to the month a and the next month b between which the heat has been added to [or released by] the ocean. In eq. (6), C is the specific heat of water, M is the mass per 100 foot column, and N is the number of days per month. If T is in ° F. (which ROBINSON used), $C = 0.55$ cal/g/° F., $M = 2930$ g, $N = 30$ days, then $CM/N = 55$. One langley (ly) equals 1 gcal/cm^2.

Using eq. (6) the heat added to each column of water for each month was computed. However, the bathythermograph data are available for limited areas only. In order to apply the results to other ocean areas, it was assumed, as GABITES did, that a relation exists between the change in mean monthly temperature of the ocean surface and the heat added to the column. However, one would expect this relation to vary throughout the year. In winter when the ocean surface is cooling, rapid mixing takes place through a great depth as the cold surface water sinks; thus in winter a small surface temperature change may be indicative of large changes in heat flow. In summer when the surface is being warmed, a large surface temperature change is usually required to represent a large change in heat flow into the ocean.

Therefore the heat added to an ocean column as computed by eq. [6] was plotted against the corresponding change in ocean surface temperature and this was done for each month separately. The results are shown in Fig. 1. The ordinate is the temperature change given by the term in brackets in eq. (6). To compute the corresponding heat added in ly/day, multiply by 55. In the period May June the rate of heat added per degree surface temperature change is relatively small; likewise the amount of heat released by the ocean in September-October is relatively small. In other months the heat added or released per degree surface temperature change is usually larger. GABITES' assumption of a single relationship for all months is shown for comparison. In Fig. 1, the heat added is some-

[1] After this paper was submitted for publication, the following unpublished thesis came to the author's attention:

"The Seasonal Heat Budget of the Oceans" by JUNE G. PATTULLO, 103 pages, University of California, Los Angeles, Scripps Institution of Oceanography, (1957?). This paper analyzes many more bathythermograph data. Since PATTULLO is concerned mainly with heating in the oceans and not with heating around complete latitude circles, she does not weight her results according to the fraction of the latitude circle occupied by the oceans, as was done in Fig. 2 below.

times positive even though the surface temperature cools, as in the August -September period. This is caused by the different phases of the seasonal temperature wave as a function of depth. The lines in Fig. 1 were checked with data summarized for the Aleutian Island area by PATTULLO, COCHRANE and BURT [4]. The results agree fairly well although some differences do, of course, exist.

But of course the amount of heat change in the ocean will now depend

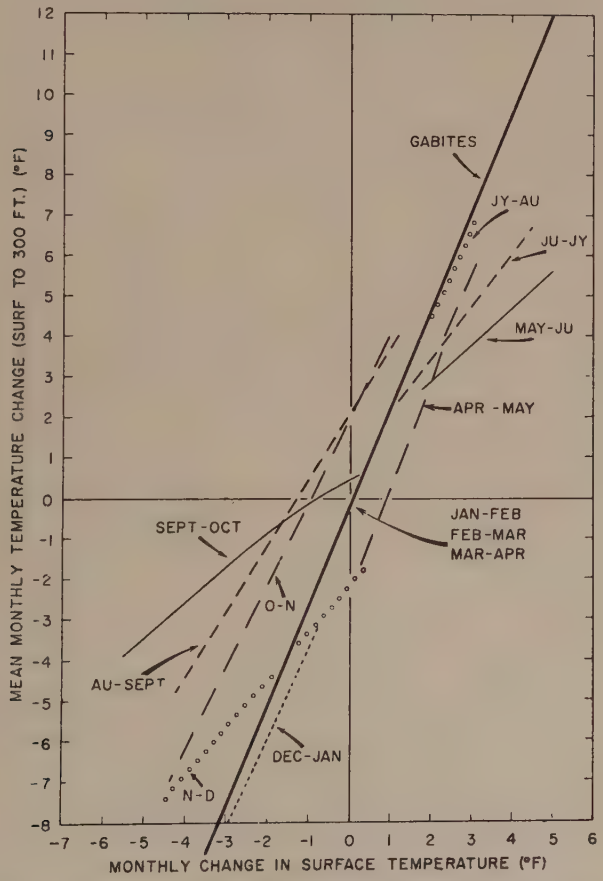


Fig. 1. The heat added to a column of ocean water as a function of monthly surface temperature change. To convert to ly/day (approximately) multiply ordinate by 55

also on the amount of the temperature change which occurs at the ocean surface. GABITES had computed the ocean temperature change from Hydrographic Office charts [5]. Using his monthly surface temperature changes together with the lines in Fig. 1, we can compute the heat added anywhere in the ocean each month. This was done with results shown in

Fig. 2, which represents the heat added to a column of ocean water, 300 feet deep, as function of latitude and time of year. In Fig. 2, the values have been weighted according to the proportion of the ocean in each latitude zone. It should be mentioned that Fig. 2 would have been somewhat different if the surface temperature changes had been taken from a different source, but the overall pattern of the Figure would remain the same.

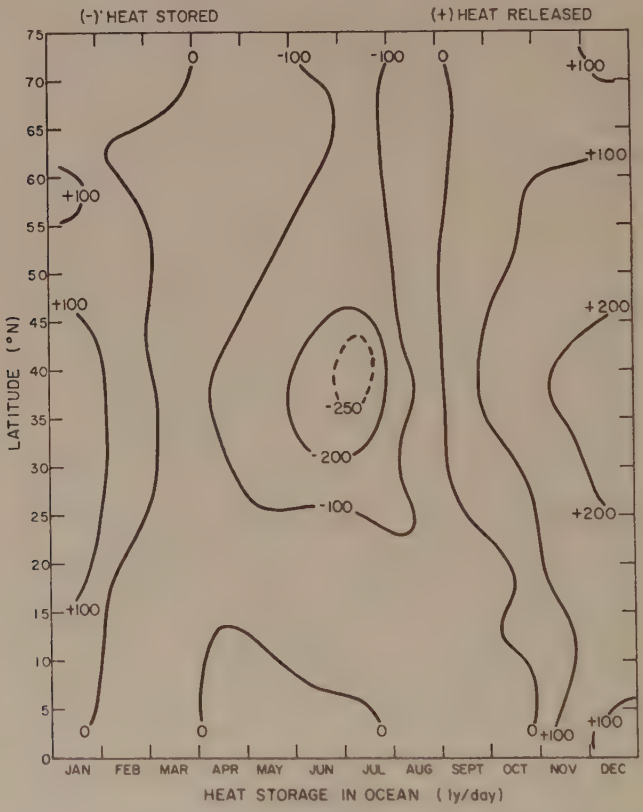


Fig. 2. The amount of heat (ly/day) added to a column of ocean water as a function of latitude and time of year. Negative values denote heat added to ocean, positive values heat lost by ocean

The major feature of Fig. 2 is the maximum of about 250 ly/day which is absorbed and stored in the ocean during July, near latitude 40° N as revealed by the ocean temperature changes. Other features are the relatively large release of heat during mid-winter in mid-latitudes. In the tropical and polar regions the heat storage or release is considerably smaller; and the minor details there are not reliable in any case since this would depend on the method, and on the source of the temperature data used.

IV. Radiation and $(P—E)$ Terms (Gabites)

Since we expect an excess of solar radiation to be available in mid-latitude summer, it is important to see whether the solar energy is stored in the ocean by raising the ocean temperature or whether it is used up in other ways. To examine this question, Gabites' [2] estimates of S, L and

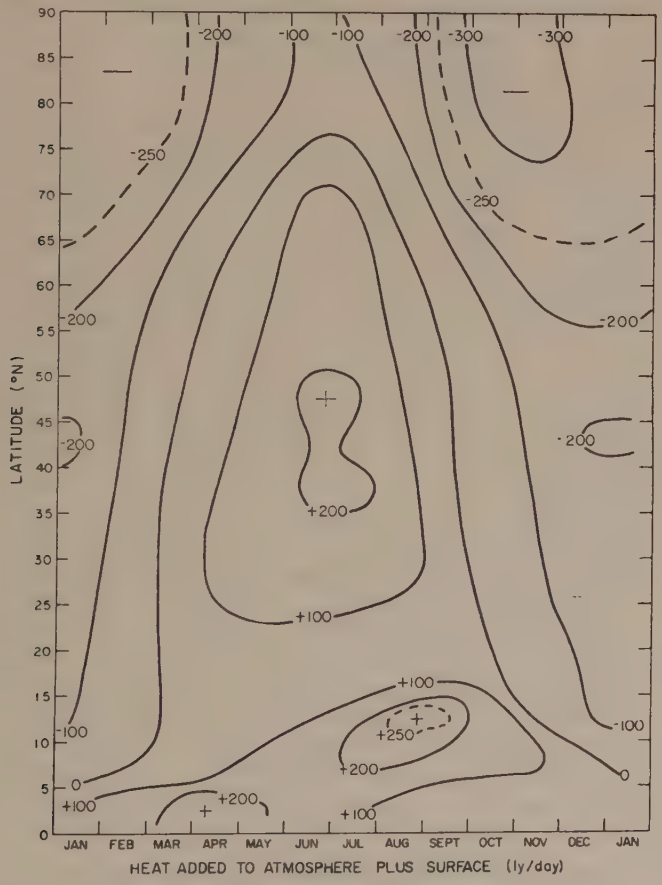


Fig. 3. The sum of solar energy absorbed, S, long-wave energy lost, L, and net latent heat released, $(P — E)$, by the atmosphere plus the Earth's surface. (Numerical values from Gabites [2])

$(P — E)$ were summed, and the sum is shown in Fig. 3. Thus Fig. 3 represents the heat added to the atmosphere plus the Earth's surface by the three terms. This figure shows that about 200 ly/day are available for heating the surface and atmosphere in mid-latitude summer. A marked heat loss is shown in polar latitude autumn and winter, which is due to the

long-wave energy loss during the polar winter. The relatively large positive values in the tropical regions and the negative values in February near 10° N latitude are introduced by GABITES' estimate of $(P - E)$. GABITES felt that the seasonal estimates of evaporation were particularly unreliable, so that again the details introduced by the $(P - E)$ term in Fig. 3 are questionable.

If we compare Fig. 2 and 3, we note that, especially in mid-latitudes, the two figures are quite similar. According to eq. (4), if we add the two

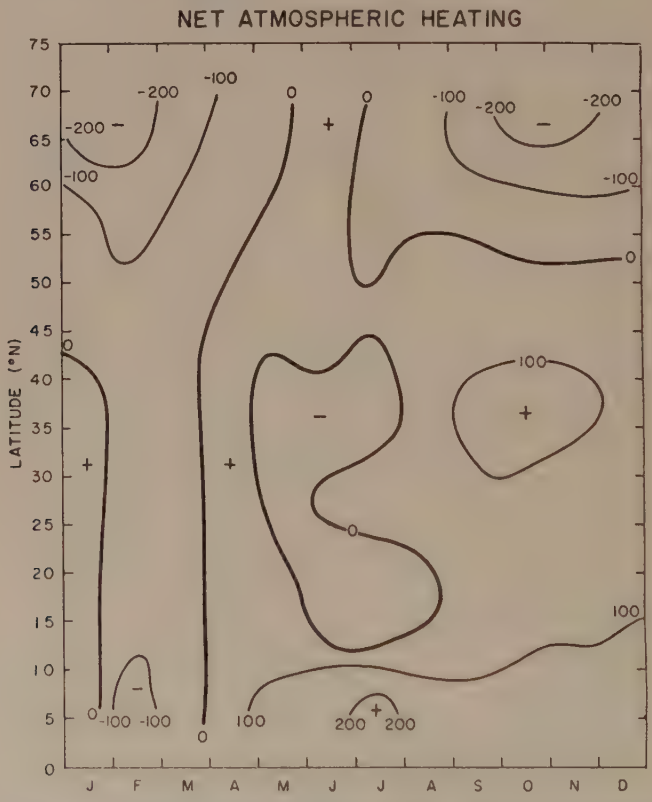


Fig. 4. Sum of Fig. 2 and Fig. 3; represents heat added to atmosphere except for heat added by motion [see eq. (4)]

figures algebraically we have the heat added to the atmosphere except for M, the heat transported by the wind and by the ocean currents. Also eq. (5) shows that the sum of the two figures gives D, except for the term M_e, the heat added by the ocean currents. The addition of Fig. 2 and 3 is given in Fig. 4[1]. Here we note that in middle latitudes, the final result is

[1] Fig. 4 actually includes also the effect of heat stored in the land; but this has little effect on Fig. 4 in view of the relatively large ocean storage.

close to zero, except possibly from September through November. Since the small values in Fig. 4 result from the small difference between relatively large numbers, we can have little confidence in any details in middle latitudes: only the overall pattern may be correct. In low latitudes there is mainly an excess of heat, and in high latitudes there is mainly a deficit. The details, such as the small negative value in February near latitude 10° N, are not reliable since they depend on such terms as $(P - E)$. The unreliability of current estimates of this term is indicated by SUTCLIFFE [6].

V. Discussion of the Results

GABITES' computed H_a, the heat stored in the atmosphere from one month to the next, on the basis of free air temperatures. These values of H_a are not large, so that if they are subtracted from Fig. 4, the general features of that figure are not changed. From eq. (4) we note that Fig. 4 minus H_a, yields M. Therefore we may conclude that in middle latitudes the atmosphere is nearly in thermal balance for most of the year and that therefore, according to eq. (4), $M \approx 0$: i. e., little or no heat transfer or divergence of heat is required in middle latitudes, throughout most of the year. Similarly heat must be removed from the tropics and brought into the polar regions during most of the year.

It is of interest to compare Fig. 4 with other estimates. Since Fig. 4 essentially represents the distribution of M, it may be compared with the results of MINTZ [7] and of WHITE [8]. These authors have computed the atmospheric heat transport across latitude circles for some winter and summer months of 1949. From their values, it is easy to compute the heat flux divergence in the atmosphere. In February, Fig. 4 does not agree with their results in low latitude since Fig. 4 requires that heat be added there, while the atmospheric flux transport computations require that heat be removed. In northern latitudes the various computations do agree, and in August the agreement is good at all latitudes. Of course, it is possible that in addition to uncertainties in the various other terms, M_e, the heat added by oceanic motions, may contribute to any discrepancy, since M_e is contained in Fig. 4. Frequently, M_e is assumed small by comparison with M_a. However, JUNG [9] cautions that M_e may be large. Thus perhaps in February, M_e is larger than M_a and, of opposite sign in low latitudes.

In summary, there has been general agreement that near latitudes 37° N the atmosphere is in heat balance on an annual basis (e. g. HOUGHTON [10]). The results of Fig. 4, suggest that this may be true during most of the year also.

In view of the many remaining uncertainties the proposed satellite measurements of S and L offer promise. If, in addition, the results of MINTZ and of WHITE are expanded so that M_a is reliably known together with H_a and if H_e is found from temperature measurements of the ocean, then from eq. (5), it will be easy to compute $(P - E) - M_e$. Perhaps $(P - E)$ can be evaluated on a monthly base from radiosonde data by the technique of STARR and WHITE [11]. This would then enable us to compute

M_e, and estimates of all the terms in eq. (5) would be available. But unfortunately, as in the case of Fig. 4, this will also involve small differences between relatively large numbers; so that very accurate measurements will be required.

References

1. Phillips, N. A.: The General Circulation of the Atmosphere: A Numerical Experiment. Quart. J. Roy. Met. Soc. **82**, 123—164 (1956).
2. Gabites, J. F.: Seasonal Variations in the Atmospheric Heat Balance. Sc. D. Thesis, Massachusetts Institute of Technology 1950 (unpublished).
3. Robinson, M. K.: Sea Temperatures in the North Pacific Area. Scripps Inst. Oceanogr., Univ. of Calif., Project Nr. 083-005, 15 Sept. **1951**.
4. Pattullo, J. G., J. D. Cochrane, and W. V. Burt: Sea Temperature in the Aleutian Island Area. Oceanographic Rep. No. **24**, Scripps Inst. Oceanogr., Univ. of Calif., April 1950.
5. Hydrographic Office, U. S. Navy: World Atlas of Sea Surface Temperatures, H. O. No. 225, Wash. D. C. **1944**. Prepared by Scripps Inst. Oceanogr., Univ. of Calif.
6. Sutcliffe, R. C.: Water Balance and the General Circulation of the Atmosphere. Quart. J. Roy. Met. Soc. **82**, 385—395 (1956).
7. Mintz, Y.: Final Computation of the Mean Geostrophic Poleward Flux of Angular Momentum and of Sensible Heat in the Winter and Summer of 1949. In: Investigations of the General Circulation of the Atmosphere by J. Bjerknes and Y. Mintz, Final Report, Dept. of Met. U. C. L. A., 15 March **1955**.
8. White, R. M.: The Meridional Eddy Flux of Energy. Quart. J. Roy. Met. Soc. **77**, 188—199 (1951).
9. Jung, G. H.: Note on the Meridional Transport of Energy by the Oceans. J. Marine Res. **11**, 139—146 (1952).
10. Houghton, H. G.: On the Annual Heat Balance of the Northern Hemisphere. J. Met. **11**, 1—9 (1954).
11. Starr, V. P., and R. M. White: Direct Measurement of the Hemispheric Poleward Flux of Water Vapor. J. Marine Res. **14**, 217—225 (1955).

551.510.53:551.510.41

(Institut Royal Météorologique de Belgique, Service du Rayonnement, Uccle)

La dissociation de l'oxygène dans la haute atmosphère[1]

Par

M. Nicolet

Résumé. Une étude des conditions aéronomiques dans la thermosphère inférieure montre que le maximum de la concentration de l'oxygène atomique est situé aux environs de 90 km et ne dépend pas des conditions d'équilibre photochimique. Une telle distribution de l'oxygène atomique permet de souligner les relations existant entre le transport des atomes d'oxygène et l'émission de la raie 5577 Å du ciel nocturne et également les basses températures au-dessus de la mésopause.

Zusammenfassung. Aus einer Untersuchung der aeronomischen Verhältnisse in der unteren Thermosphäre ergibt sich, daß das Maximum der Konzentration an atomarem Sauerstoff seinen Sitz in ungefähr 90 km Höhe hat und unabhängig ist von den Bedingungen des photochemischen Gleichgewichts. Eine solche Verteilung des atomaren Sauerstoffs gestattet einen Schluß auf die Beziehungen, die zwischen dem Transport der Sauerstoffatome und der Emission der Linie 5577 Å des Nachthimmelslichts sowie den niedrigen Temperaturen oberhalb der Mesopause bestehen.

Summary. An aeronomic study of departures from photoequilibrium conditions in the lower thermosphere shows that the peak of atomic oxygen concentration occurs in the neighbourhood of 90 km. Its vertical distribution must be associated with the airglow emission at 5577 Å and the low temperatures above the mesopause.

Dans un équilibre de dissociation de l'oxygène, la distribution verticale de *l'oxygène atomique* et *moléculaire* est fixée par l'égalité des nombres de processus de photodissociation de la molécule O_2 et de recombinaison des atomes O. Quelles que soient les valeurs admises par les divers auteurs pour les coefficients de dissociation et de recombinaison la même conclusion s'impose : Au-dessus de 100 km, la concentration de l'oxygène moléculaire décroît très rapidement et, à 150 km, la thermosphère ne contient pratiquement plus que de l'oxygène sous forme atomique.

[1] Dédié au Dr. Anders K. Ångström à l'occasion de son 70e anniversaire

En 1954, Nicolet et Mange [1] démontraient qu'un équilibre photochimique de l'oxygène ne pouvait exister et qu'il était nécessaire d'envisager une rupture complète de cet équilibre. En fait, une étude du problème aéronomique de l'oxygène par Nicolet [2] montrait que les observations effectuées à l'aide de fusées par Friedman [3] ne pouvaient s'expliquer que par une diffusion vers le haut des molécules d'oxygène. Le mécanisme complet peut s'expliquer sous la forme suivante : Lorsqu'une molécule d'oxygène est dissociée par le rayonnement solaire de longueurs d'onde inférieure à 1750 Å, elle ne peut être remplacée par une molécule formée sur place. Le temps nécessaire à la formation d'une molécule résultant de l'association de deux atomes d'oxygène au-dessus de 100 km est de l'ordre de plusieurs mois, sinon de plusieurs années, et le temps requis pour la dissociation n'atteint pas un mois. Or, le temps nécessaire au transport vers le haut d'une molécule d'oxygène est très court. Une molécule dissociée à 170 km est remplacée en moins de trois heures par une molécule venant de 150 km et une autre dissociée à 250 km serait remplacée dans le même laps de temps par une molécule O_2 venant de 200 km dans des conditions d'équilibre photochimique. En d'autres termes, le temps de diffusion d'une molécule d'oxygène est beaucoup plus court que le temps requis pour atteindre l'équilibre photochimique.

L'introduction du concept de diffusion avait permis à Nicolet [2] de considérer qu'un état stationnaire ne pouvait être associé à des conditions d'équilibre photochimique mais devait correspondre à un équilibre de diffusion de l'oxygène moléculaire dans la thermosphère au-dessus de 100 km. En utilisant les équations de diffusion appliquées à un élément mineur soumis à la photodissociation dans une atmosphère avec gradient de température, Mange [4] calcula une distribution ultime de l'oxygène moléculaire conduisant à un état stationnaire. Par ailleurs, en utilisant les temps requis pour la diffusion des gaz dans la thermosphère, qui ont été interprétés par Mange [5], on peut montrer que la diffusion s'applique à tous les constituants atmosphériques au-dessus de 100 km. Seul l'azote moléculaire dont la masse M = 28 présente une distribution verticale pratiquement identique à celle qu'aurait l'air pur et sec dont la masse est M = 28,9. Enfin, les observations les plus récentes de Byram, Chubb et Friedman [6] jusqu'à 180 km indiquent que les hautes concentrations de O_2 ($4 \cdot 10^8$ cm^3) ne peuvent être expliquées que par un transport vers le haut de molécules provenant de couches inférieures.

Le fait que des atomes d'oxygène résultant de la photodissociation de O_2 viennent s'ajouter à ceux qui existent déjà et ne peuvent s'accumuler pendant plusieurs mois à l'endroit où ils sont formés nécessite leur descente jusqu'à des altitudes suffisamment basses où la recombinaison s'accomplit. Il est donc certain qu'un état stationnaire se traduit par une compensation entre l'ascension des molécules O_2 et la descente simultanée des atomes O. Les données du tableau suivant fournissent le nombre de molécules dissociées par seconde pour une colonne verticale de 1 cm^2 de section. Ainsi, à 110 km, le bilan est représenté par un transport vers le haut de 10^{11} molécules O_2 par cm^{2}sec et par un transport vers le bas de $2 \cdot 10^{11}$

atomes O par cm^2sec. Les molécules vont se distribuer suivant un équilibre de diffusion tandis que les atomes vont vers le lieu de recombinaison.

Altitude (km)	Molécules dissociées	Atomes produits
110	$1 \cdot 10^{11} cm^{-2} sec^{-1}$	$2 \cdot 10^{11} cm^{-2} sec^{-1}$
130	$2 \cdot 10^{10}$	$4 \cdot 10^{10}$
180	$1 \cdot 10^{9}$	$2 \cdot 10^{9}$
240	$1 \cdot 10^{8}$	$2 \cdot 10^{8}$
340	$1 \cdot 10^{7}$	$2 \cdot 10^{7}$

En tenant compte de la distribution de température entre 85 km ($150 \pm 10°$ K) et 100 km (environ 200° K) on voit [7] que le temps de recombinaison à 100 km est de l'ordre de un an. Les calculs montrent que le maximum de concentration de l'oxygène atomique ne peut être situé au-dessous de la mésopause, sinon le temps de recombinaison ne serait que de l'ordre d'un jour. En considérant qu'à $90 \pm 2{,}5$ km le temps de recombinaison de l'oxygène s'échelonne entre une semaine et un mois, on définit la région du maximum de concentration de l'oxygène atomique.

Comme ce maximum dépend d'un transport d'atomes, il sera fonction des conditions atmosphériques régnant à ces niveaux, c'est-à-dire subira des fluctuations dépendant des variations auxquelles est soumise la mésopause ou la basse thermosphère.

L'intérêt d'une telle détermination est qu'elle peut être mise en parallèle avec les résultats des observations de la raie verte du ciel nocturne à λ 5577 Å dont l'émission apparaît entre 85 km et 120 km avec un maximum d'intensité au voisinage de 90 km [*8*, *9*, *10*]. De plus, les mesures interférométriques de cette radiation par Wark [*11*] conduisent à une température de l'ordre de 160° K. Cette température correspond bien à celle résultant des déductions précédentes indiquant un maximum de concentration de l'oxygène au-dessus de la mésopause. C'est pourquoi le processus de Chapman

$$O + O + O \rightarrow O_2 + O\,(^1S)$$
$$O\,(^1S) \rightarrow \lambda\ 5577\ Å$$

doit représenter le mécanisme d'émission de la raie verte de la lueur nocturne.

Comme la raie verte présente ses maxima d'intensité à n'importe quelle heure de la nuit et que ses variations peuvent être de plus de 100%, on doit attribuer, dans le cadre du processus de Chapman, au transport vertical et horizontal des atomes d'oxygène tous les caractères de l'émission nocturne. En fait, la descente des atomes d'oxygène doit être composée avec un transport méridien résultant d'un flux d'atomes des régions tropicales vers les régions polaires non soumises à la radiation solaire. Un tel transport devra se révéler dans des variations saisonnières et géographiques de l'intensité de la raie verte. Toutefois, il faut admettre l'effet de l'advection que l'on pourra retrouver en association avec l'étude des vents dominants au-dessus de la mésopause. En fin de compte, le caractère

variable (patchiness) dépend de la pénétration des atomes à des niveaux différents pour toute une région soumise à la fois à des mouvements dynamiques à petite échelle comme à un mouvement général associé à une circulation plus vaste. De tels mouvements existent à ces altitudes et ont été révélés par l'analyse des trainées des météorites.

Références

1. Nicolet, M., et P. Mange: J. Geoph. Res. **59**, 15 (1954).
2. Nicolet, M.: J. Atmos. Terr. Phys. **5**, 132 (1954).
3. Friedman, H.: Ann. Géoph. **11**, 174 (1955).
4. Mange, P.: Ann. Géoph. **11**, 153 (1955).
5. Mange, P.: J. Geoph. Res. **62**, 279 (1957).
6. Byram, E. T., T. A. Chubb and H. Friedman, p. 211 in: Proceedings of Conference on Chemical Aeronomy, Edit. M. Zelikoff. London and New York: Pergamon Press. 1957.
7. Nicolet, M.: Symposium on Aeronomy, Toronto 1957. Ann. Géoph., 1958.
8. Berg, O. E., M. Koomen, L. Meredith and R. Scolnik: J. Geoph. Res. **61**, 302 (1956).
9. Koomen, M., R. Scolnik and R. Tousey: J. Geoph. Res. **61**, 304 (1956).
10. Heppner, J. P., J. D. Stolarik and L. H. Meredith: Am. Geoph. Union. April 29 (1957).
11. Wark, D. Q., and J. M. Stone: Nature **175**, 254 (1955) and private communication.

551.510.42:551.511

(Meteorological Branch, Toronto)

The Diffusion of Particulate Matter from an Elevated Source[1]

By

W. L. Godson

With 8 Figures

Summary. The problem of the diffusion of particulate matter from an elevated source is important to industry, to agriculture and to public health. On the experimental and theoretical side, simple ground measurements of this phenomenon offer very sensitive tests of diffusion theories.

A theoretical solution to this problem, using the K-theory formulation by Deacon [*1*], but valid only for neutral stability, was given by Rounds [*2*] in 1955 and has been extended by approximate methods to cover any stability by the present author. Calculations then show the dependence of down-wind distribution of deposited matter on stability, surface roughness, height of source, wind speed and particle size. The effects on the location and magnitude of maximum deposition produced by simultaneous variations in two or more of the above parameters are also portrayed.

The formulation by Sutton [*3*] of the statistical theory (the C-theory) has been applied to particulate diffusion by numerous authors, who give differing solutions largely as a result of inconsistent boundary assumptions. A formally correct solution is derived, but a fundamental reexamination of the turbulence mechanism described by the C-theory reveals that this theory is probably not applicable to diffusion from an elevated source near the ground (although it may give essentially the correct ground concentration for gaseous aerosols). In addition, the K-theory has a decided advantage for practical application in that all the parameters required are inherent in the vertical profile of wind speed.

Zusammenfassung. Das Problem der Diffusion suspendierter Partikel von einer Quelle in der Höhe besitzt Bedeutung für Industrie, Landwirtschaft und öffentliche Hygiene. Von experimenteller und theoretischer Seite bieten schon einfache Bodenmessungen dieses Vorganges sehr empfindliche Prüfmöglichkeiten für Diffusionstheorien.

[1] Published by permission of the Director, Meteorological Branch, Department of Transport, Canada, and dedicated to Dr. Anders K. Ångström on the occasion of his 70th birthday.

Eine theoretische Lösung dieses Problems, die auf der K-Theorie-Formulierung von Deacon [1] beruht, jedoch nur für neutrale Stabilität Gültigkeit besitzt, wurde von Rounds [2] 1955 angegeben und wurde vom Verfasser der vorliegenden Arbeit durch Näherungsmethoden auf beliebige Stabilitätsbedingungen ausgedehnt. Berechnungen haben ergeben, daß die Abhängigkeit der Verteilung der Abwärtsströmungen der abgelagerten Materie von der Stabilität, der Bodenrauheit, der Höhe des Ausgangspunktes, der Windgeschwindigkeit und der Partikelgröße abhängig ist. Die Wirkungen, die durch gleichzeitige Variation von zwei oder mehr der genannten Parameter auf die Lokalisierung und das Ausmaß der maximalen Ablagerung hervorgerufen werden, konnten ebenfalls dargestellt werden.

Suttons [3] Formulierung der statistischen Theorie (C-Theorie) wurde von zahlreichen Forschern auf die Partikeldiffusion angewendet, die im wesentlichen infolge unvereinbarer Grenzvoraussetzungen zu verschiedenartigen Lösungen gekommen sind. Es wird eine formell korrekte Lösung aufgestellt; doch ergibt eine auf die Grundtatsachen zurückgehende Überprüfung des Turbulenzmechanismus, wie er von der C-Theorie formuliert wird, daß diese Theorie wahrscheinlich nicht auf den Vorgang der Diffusion von einem erhöhten Ausgangspunkt in der Nähe des Bodens anwendbar ist (wenn sie auch in den Grundzügen in der Lage ist, die korrekte Bodenkonzentration für gasförmiges Aerosol wiederzugeben). Zudem hat die K-Theorie einen entschiedenen Vorzug für die praktische Anwendung durch den Umstand, daß alle erforderlichen Parameter im Vertikalprofil der Windgeschwindigkeit enthalten sind.

Résumé. Le problème de la diffusion de particules en suspension issues d'une source en altitude revêt une certaine importance pour l'industrie, l'agriculture et l'hygiène publique. Du point de vue expérimental et théorique, même des mesures au sol de ce phénomène offrent de fines possibilités de vérification des théories de la diffusion.

La solution de ce problème fondée sur la théorie de Deacon [1], mais qui ne vaut que pour une stabilité neutre, a été donnée par Rounds [2] en 1955 et a été étendue par l'auteur à d'autres conditions quelconques de stabilité par des méthodes d'approximation. Le calcul montre que les courants descendants de particules dépendent de la stabilité, de la rugosité du sol, de l'altitude de la source, de la vitesse du vent et de la grosseur des particules. L'auteur a pu aussi apprécier l'effet des paramètres variables mentionnés sur la localisation et le dépôt maximum.

De nombreux chercheurs ont appliqué la théorie de Sutton à la diffusion des particules et ont abouti à diverses solutions, en raison probablement de conditions aux limites incompatibles. L'auteur établit une formule correcte; mais l'examen du mécanisme de turbulence tel qu'il est formulé dans la théorie de Sutton [3] montre que cette dernière n'est probablement pas applicable au voisinage du sol dans le cas d'une diffusion ayant sa source en un point élevé, bien qu'elle puisse fournir la concentration correcte dans le cas d'un aérosol gazéiforme. En outre la théorie de Deacon présente un net avantage pour les applications, du fait que tous les paramètres nécessaires sont contenus dans le profil vertical de la vitesse du vent.

I. Introduction

The problem to be discussed here concerns the relative effects of gravitational settling and turbulent diffusion on a cloud of solid or liquid particles emitted into the atmosphere at a finite height above ground level.

Probably the most important applications of this problem lie in the field of atmospheric pollution, since the effects of pollution on the general population are now conceded to merit careful study. If the emitted particles are toxic, or in any way injurious to health, we will be interested primarily in surface concentrations, and only secondarily in rates of deposition. It is, of course, possible for deposited material to become airborne later with strong gusty winds. If the emitted particles present no specific health hazard, we will be interested chiefly in deposition rates, since they will determine the nuisance value of the pollution. Since the deposition rate is simply the product of the surface concentration and the gravitational fall speed, only rates of deposition will be dealt with specifically in this paper.

Problems of particulate diffusion arise also in certain branches of agriculture—such as crop spraying and dusting, locust control and similar measures. Aircraft are being used increasingly for such operations, which are generally carried out at a low level above ground, under conditions of great stability and low wind speeds, for reasons which will become apparent later.

Field measurements of particulate diffusion should be extremely useful as a sensitive test of diffusion theories for a number of reasons. In the first place, measurements of deposition rates can be carried out very simply without any possible effect on the airflow. In the second place, the surface area which must be sampled to cover a reasonable range of values of surface concentration is greatly reduced over the case of a gaseous aerosol. Finally, a wide range of stability conditions, wind speeds and emission heights can be studied with a limited surface sampling area merely by the use of aerosols of appropriate fall speed. In order to exploit these advantages, it is clearly necessary that theories of turbulent diffusion be extended to the case of particulate diffusion from elevated sources. This then becomes the problem of primary interest.

Diffusion problems can helpfully be classified as one-dimensional, two-dimensional and three-dimensional, and this classification indirectly suggests the order of magnitude of the difficulties inherent in the solution of each. For a source at a fixed level (usually the surface) and uniform over a large homogeneous area, the problem is essentially one-dimensional, variations in the vertical only being significant. Energy, momentum and water-substance budget studies generally fall into this class. At the other extreme, a point source of emission usually requires a full three-dimensional treatment. The two-dimensional case is easier to treat since only the vertical and down-wind directions are studied. Problems in this category include a line source, a point source when wind direction is highly variable in time or a point source when only cross-wind integrations of deposition are of interest. *Only the two-dimensional problem will be considered here in any detail.*

II. Application of *K*-Theory to Particulate Diffusion

Various theories of turbulence have been applied to diffusion problems, and two of these applications have been extended to the case of particulate diffusion from an elevated source. The classical, or K-theory, can be applied

in a straightforward manner to the two-dimensional problem. Although the K-theory was originally built on the "mixing-length" hypothesis, this appeal to a specific mechanism of diffusion is not required. Instead, one can justify the K-theory by citing experimental evidence for two basic postulates of this theory—the quasi-invariance of vertical eddy fluxes in the surface layers and, at any specific level, the quasi-equality of ratios of fluxes to gradients for momentum and for concentrations of atmospheric components, such as water vapour or aerosols. For precise quantitative formulation, the variations of wind or wind gradients with height must be specified. A useful expression was suggested by Deacon [1], based on proportionality between wind shear and height raised to a power, $-\beta$, which depends on stability ($\beta < 1$ for unstable lapse rates, $\beta > 1$ for stable rates). A combination of this relation and the well-known logarithmic profile for neutral conditions suffices for a complete solution of the two-dimensional diffusion problem.

For neutral stability,

$$U = \frac{v_*}{k} \ln \frac{Z}{Z_0}, \quad K_Z = k\, v_*\, Z, \tag{1}$$

and for stability ($\beta < 1$) or instability ($\beta > 1$),

$$U = \frac{v_*}{k\,(1-\beta)} \left[\left(\frac{Z}{Z_0} \right)^{1-\beta} - 1 \right], \quad K_Z = k\, v_*\, Z_0^{1-\beta}\, Z^{\beta}. \tag{2}$$

where U = horizontal wind speed, v_* = friction velocity $= (\tau_0/\rho)^{1/2}$
τ_0 = surface value of the horizontal shearing stress,
ρ = density, k = von Karman's constant (0.4–0.45),
Z = height above ground, Z_0 = roughness parameter, and
K_Z = eddy coefficient for vertical diffusion.

The two-dimensional Fickian diffusion equation is

$$U \frac{\partial \chi}{\partial X} = \frac{\partial}{\partial Z} \left(K_Z \frac{\partial \chi}{\partial Z} \right) + v_s \frac{\partial \chi}{\partial Z}, \tag{3}$$

where the X-axis is oriented downwind from the source, χ represents crosswind-integrated concentration and v_s the gravitational settling speed. If C_0 represents surface concentration, Q the rate of emission and D the relative crosswind-integrated deposition rate,

$$D = \frac{v_s\, \chi_0}{Q} = \frac{v_s}{Q} \int_0^{\infty} C_0\, d\,Y. \tag{4}$$

A solution of (3), using (2) for K_Z, can only be obtained if U is approximated by a power function,

$$U = v_*\, q\, (Z/Z_0)^{\alpha}. \tag{5}$$

The corresponding solution, given by Rounds [2] for a source emitting at rate Q from a height h above ground, can be expressed in the following form, at any height Z,

$$\frac{\chi}{Q} = \frac{A}{X}\,\frac{\gamma}{h\,U_h}\left(\frac{Z}{h}\right)^{\gamma p/2} \exp\left[-\frac{A}{X}\left\{1+\left(\frac{Z}{h}\right)^{\gamma}\right\}\right] I_{-p}\left\{\frac{2A}{X}\left(\frac{Z}{h}\right)^{\gamma/2}\right\}, \quad (6)$$

and in the following form, at the surface,

$$\frac{\chi_0}{Q} = \frac{\gamma}{h\,U_h}\,\frac{e^{A/X}}{\Gamma(1-p)}\left(\frac{X}{A}\right)^{p-1}, \quad (7)$$

where I denotes a Bessel function of pure imaginary argument and Γ denotes the gamma function, where

$$A = \frac{h^2\,U_h}{\gamma^2 K_h}, \quad \gamma = 2+\alpha-\beta, \quad (8)$$

and where p has one of the two forms

$$p_0 = \frac{1-\beta}{\gamma} \quad \text{or} \quad p_1 = -\frac{v_s}{k\,v_*\,\gamma}. \quad (9)$$

When $v_s = 0$, $p = p_0$ gives the correct solution; when $\beta = 1$ and $v_s \neq 0$, $p = p_1$ gives the correct solution. In this latter case the actual wind profile, approximated by the power function, is logarithmic, see (1). If $\beta \neq 1$ and $v_s \neq 0$, no rigorous solution can be obtained. An approximate solution can be achieved in the non-neutral case, however, by setting

$$K_Z = \varepsilon\,k\,v_*\,Z, \quad (10)$$

and by choosing ε so that the mean value of K_Z from the surface to height h is identical with the value implied by the more precise formulation, (2), i. e.,

$$\varepsilon = \frac{2}{1+\beta}\left(\frac{Z_0}{h}\right)^{1-\beta}. \quad (11)$$

This procedure is rather similar to the use of the approximate power-law profile, (5), instead of the more-correct formulations, (1) or (2). In this instance, it is convenient to match the profiles at height h and for the mean wind over h, U, so that

$$\frac{U_h}{\overline{U}} = 1+\alpha = \frac{1-\left(\frac{Z_0}{h}\right)^{1-\beta}}{\frac{1}{2-\beta}-\left(\frac{Z_0}{h}\right)^{1-\beta}}, \quad \beta \neq 1, \quad (12)$$

$$= \frac{\ln Z_0/h}{\ln e\,Z_0/h}, \quad \beta = 1. \quad (13)$$

It follows, from (8), (9) and (10), that the value of p to be employed in (6) and (7), in the most general case, is

$$p = -\frac{v_s}{\varepsilon\,k\,v_*\,\gamma}, \quad (14)$$

and that A and γ are given as

$$A = \frac{h\,U_h}{(1+\alpha)^2\,\varepsilon\,k\,v_*}, \quad \gamma = 1+\alpha. \tag{15}$$

$(1+\alpha)$ is to be obtained from (12), ε from (11) and v_* from (2) in terms of U_h. It will be noted that the assumption $\beta = 1$ has been used only to obtain the solution of the differential equation (in terms of A, γ and p): the actual value of β is used, however, in (11) and (12).

The approximate solution outlined above can be tested in the case of a gaseous aerosol ($v_s = 0$), for which the precise result is known. This has been done, and one such test is shown on Fig. 1, over a wide range of stability conditions from extreme instability ($\beta = 1.2$) to extreme stability

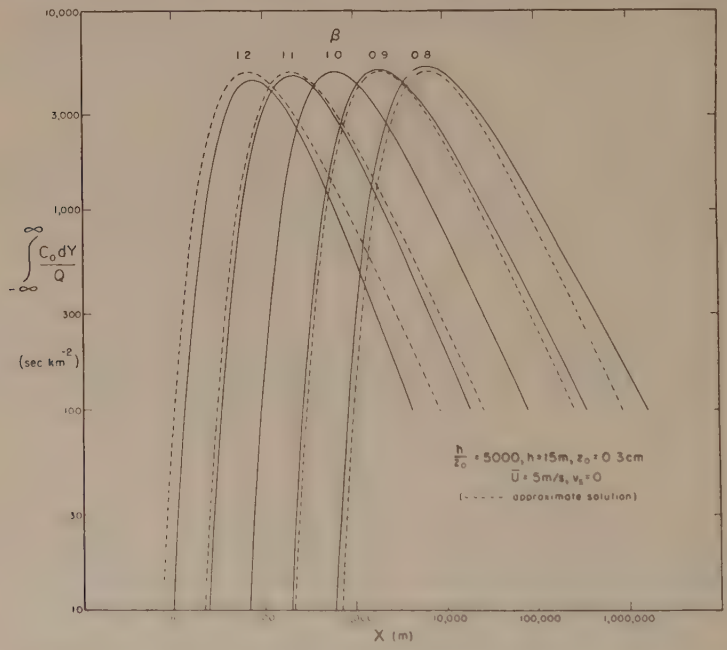


Fig. 1. Test of approximate solution for particulate diffusion by application to non-particulate diffusion

($\beta = 0.8$). The ordinate is cross-wind integrated surface concentration, relative to emission rate, and the abscissa is distance from the source of emission, both scales being logarithmic. The full lines give the accurate solutions, the dashed lines the approximate solutions. All are computed for a stack height of 15 m., a surface roughness parameter of 0.3 cm. and a mean wind speed of 5 m./s. The agreement is relatively good, especially for β near unity, as might have been anticipated.

Considerably better agreement would be expected for a non-gaseous aerosol ($v_s \neq 0$), for two reasons. In the first place, if gravitational fall

is a major factor, the use of an adjusted eddy diffusivity which gives the correct average between the height of emission and the ground is a more logical choice, since most particles will spend almost their entire lifetime in this layer. In the second place, the down-wind integration of deposit rate must give the total emission rate. In other words, if these curves applied to particulate matter and were plotted using linear scales, the areas under each pair of curves would have to be identical. There are thus valid grounds for believing that the approximate solution developed will faithfully reflect the major predictions of the K-theory as applied to particulate diffusion from an elevated source.

III. Effects of Atmospheric and Operational Parameters on Particulate Diffusion

It follows, from the previous section, that one is undoubtedly justified in applying the approximate equations developed there in order to evaluate the effects of variable wind speed, stability and surface roughness (atmo-

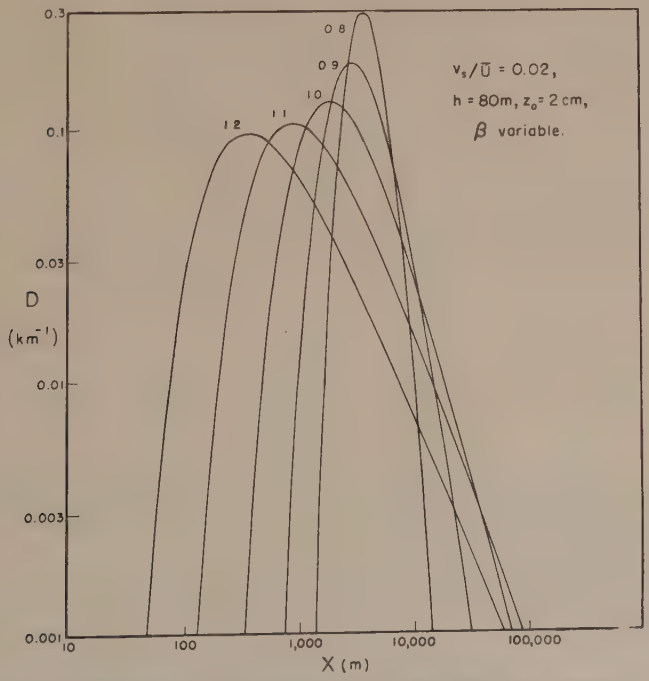


Fig. 2. Effect of stability on the relative rate of surface deposition at varying distances from the source of emission

spheric parameters) and of variable particle size and height of emission (operational parameters) on the down-wind distribution of surface deposition, when integrated across wind. The cross-wind integration gives a

measure of average pollution, when wind direction is not specified, or gives an average measure of pollution, when the wind direction is highly variable or when a relatively long time period is considered, in all these cases with reference to a point source. The distributions of deposition to be presented here are, of course, directly applicable to a line source oriented across wind.

Prior to a consideration of the results of numerous calculations which have been carried out for a wide range of meteorological and operational parameters, it would be well to consider briefly the limitations imposed by the assumptions inherent in the K-theory. In particular, this theory is applicable only over the height range in which the vertical flux of momentum is sensibly constant. In addition, it would be unrealistic to suppose that a two parameter wind profile (re v_* and β) could apply over any extended depth of the atmosphere. As a result, the extension of the compu-

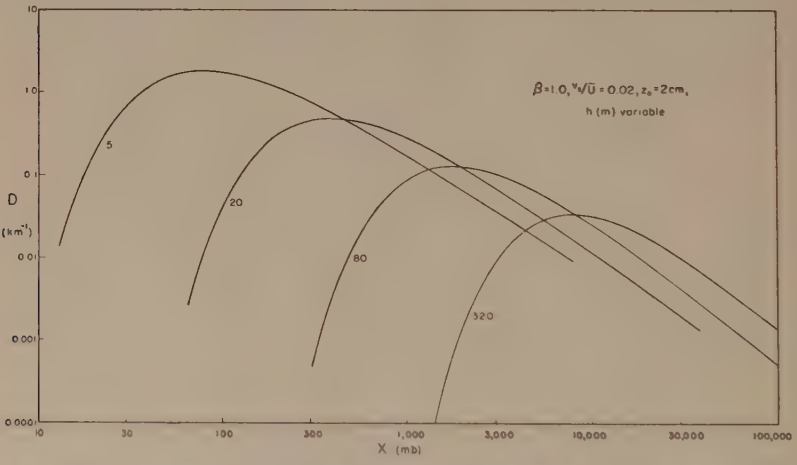


Fig. 3. Effect of height of emission on the relative rate of surface deposition at varying distances from the source of emission

tations to be presented here to source heights at, for example, 80 and 320 m. cannot be justified on a quantitative basis but must be considered as giving qualitative indications only.

Fig. 2 shows the effect of atmospheric stability on the variation with distance from the source (X) of the relative rate of surface deposition [D, as defined by (4)], for a stack height (h) of 80 m., a surface roughness parameter (Z_0) of 2 cm., and a ratio of particle fall speed to mean wind speed (v_s/U) of 1/50. As in all figures to be shown in this section, both scales are logarithmic. With increasing stability (decreasing β), the effect of turbulence relative to gravity becomes less, producing narrower distributions near the distance from the stack or source of emission corresponding to free fall with no turbulence (4 km.). With increasing instability (increasing β), the maximum deposition moves closer to the stack and the deposit

maximum decreases, at first rapidly and then more slowly. Instability thus gives increased deposition near the stack and at very great distances from the stack, although in the latter instance the levels are low. Stability gives increased deposition at intermediate distances from the stack and produces, in extreme cases, merely a relatively slight spreading of a non-turbulent deposition. In terms of crop spraying from aircraft, stable conditions permit a relatively high rate of deposition over a relatively narrow strip parallel to the flight path, favourable to an accurate and economical operation. Bearing in mind that both scales are logarithmic, the penalty resulting from operation under neutral or unstable conditions is not too great, however, and a more uniform distribution of aerosol can be achieved.

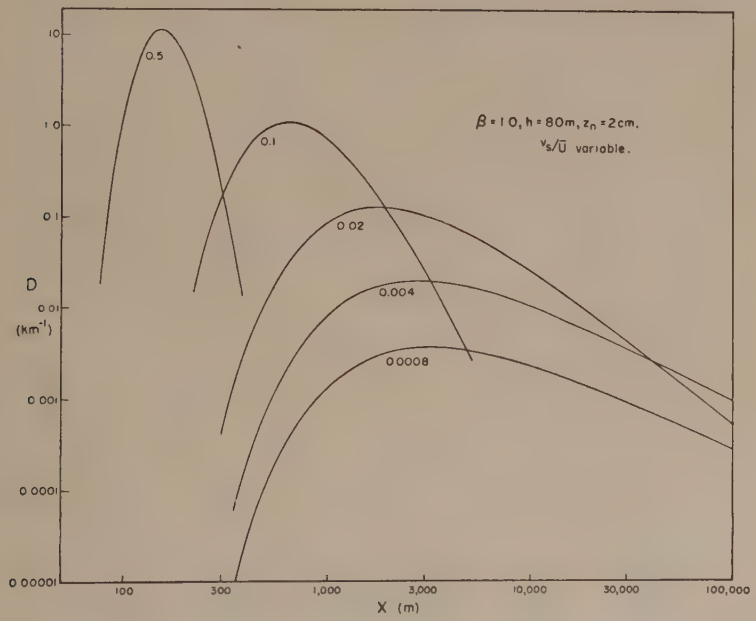


Fig. 4. Effect of particle size and mean wind speed on the relative rate of surface deposition at varying distances from the source of emission

Fig. 3 shows the influence of height of emission (in m.) on deposition as a function of distance, under conditions of neutral stability, a surface roughness parameter of 2 cm. and a ratio of fall speed to mean wind speed of 1/50. The maximum deposition varies roughly inversely as stack height, and the location of maximum deposition (referred to here as the deposit maximum) varies approximately directly with stack height. An increase in stack height greatly reduces the deposition rate at points closer to the stack than the deposit maximum, but increases the rate beyond this maximum. Thus, a low stack pollutes the industrial areas principally, whereas a high stack pollutes the urban residential areas and the surrounding coun-

tryside. Agricultural operations will clearly be favoured by a low height of emission as a result of the greater rate of deposition, relatively close to the line of emission. The effects of stability and source height are not entirely independent for aircraft operations, since low-level flight is somewhat hazardous under unstable conditions. Thus, from Figs. 2 and 3, operation with unstable conditions and at a higher flight level would differ from that for stable conditions at a lower flight level chiefly in the much wider area of dispersal down wind.

Fig. 4 shows the effects of particle size and wind speed on the deposit-distance distributions, for neutral stability, a source at 80 m. and a rough-

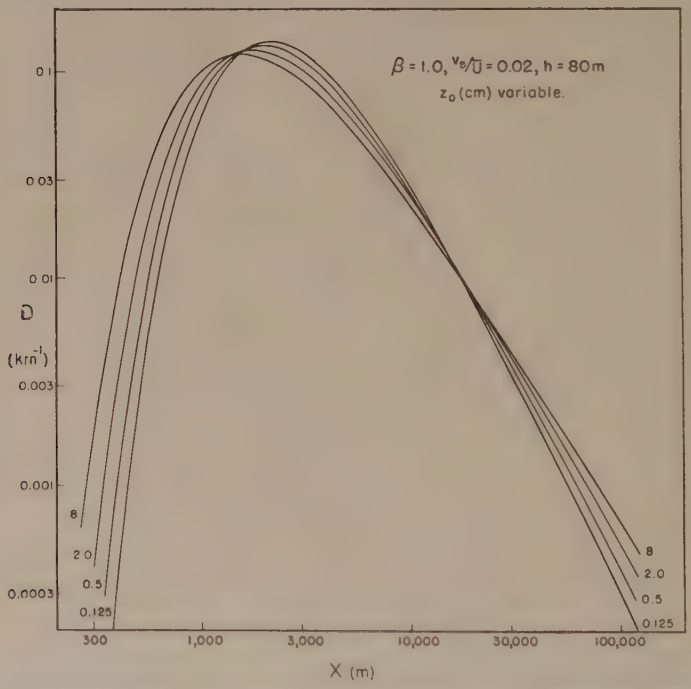


Fig. 5. Effect of surface roughness on the relative rate of surface deposition at varying distances from the source of emission

ness parameter of 2 cm. The individual curves are labelled by corresponding values of the dimensionless ratio, v_s/U. As the particle size decreases and/or the mean wind speed increases, the deposit maximum moves further from the emitting source, at first rapidly and then more slowly. At the same time, the maximum deposition decreases markedly, and the deposit-distance curve becomes broader (relative to logarithmic scales). From the point of view of air pollution, either a large particle size (large fall speed) or a low wind speed leads to extensive pollution near the source. For small particles and/or high wind speeds, the pollutant is spread in a

far more uniform manner over a relatively extensive area. From the point of view of crop spraying, the importance of a low wind speed is immediately apparent, and, equally, the value of a large droplet or particle size. In fact, an atmospheric state of stability and wind speed that would normally be considered unsuitable for crop spraying could be tolerated provided only that sufficiently large aerosols could be employed.

Fig. 5 shows the effect of the surface roughness parameter (in cm.) on deposition of particulates from an elevated source, here 80 m., under conditions of neutral stability and a ratio of fall speed to mean wind speed of 1/50. According to DEACON [1], Z_0 is of the order of one-tenth the height

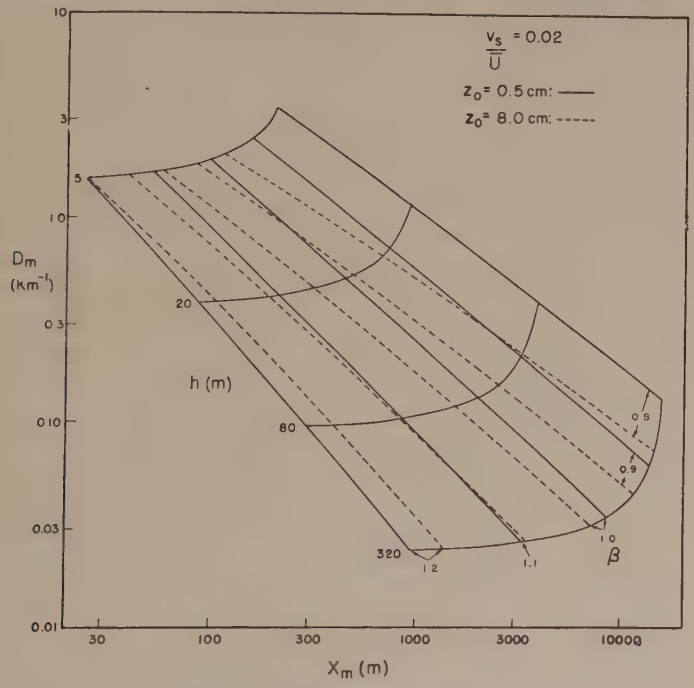


Fig. 6. Joint effects of height of emission, stability and surface roughness on the location and magnitude of the maximum deposition

of grass, so that Fig. 5 covers a relatively broad range of vegetated surfaces. The effect of surface roughness is not a large one, as can be seen. Over a rough surface, the distribution curve is broadened and has its maximum slightly depressed and slightly closer to the source. The largest numerical effect is the increase in deposition relatively close to the stack, and is probably significant when dealing with built-up areas or areas covered by forests or orchards.

Since the parameters we have been considering produce different types of effects on particulate diffusion, it is of interest to consider the joint effects of several parameters. These effects can be portrayed graphically

if we restrict attention to the location (X_m) and the magnitude (D_m) of the maximum deposition. It can readily be shown that these two quantities are given by

$$X_m = \frac{h\,\bar{U}}{v_s}\,\frac{\varphi}{1+\varphi}, \tag{16}$$

$$D_m = \frac{v_s}{h\,\bar{U}}\,\frac{\{(1+\varphi)/e\}^{1+\varphi}}{\Gamma(1+\varphi)}, \tag{17}$$

where, for $\beta = 1$,

$$\varphi = \frac{v_s}{\bar{U}}\,\frac{\ln h/Z_0}{(k\,U_h/\bar{U})^2}, \tag{18}$$

and, for $\beta \neq 1$,

$$\varphi = \frac{v_s}{U}\,\frac{1+\beta}{2(\beta-1)}\,\frac{(h/Z_0)^{1-\beta}}{(k\,U_h/U)^2}\left\{1-\left(\frac{h}{Z_0}\right)^{1-\beta}\right\}. \tag{19}$$

For $\beta = 1$, U_h/U is defined by (13); for $\beta \neq 1$, U_h/U is defined by (12).

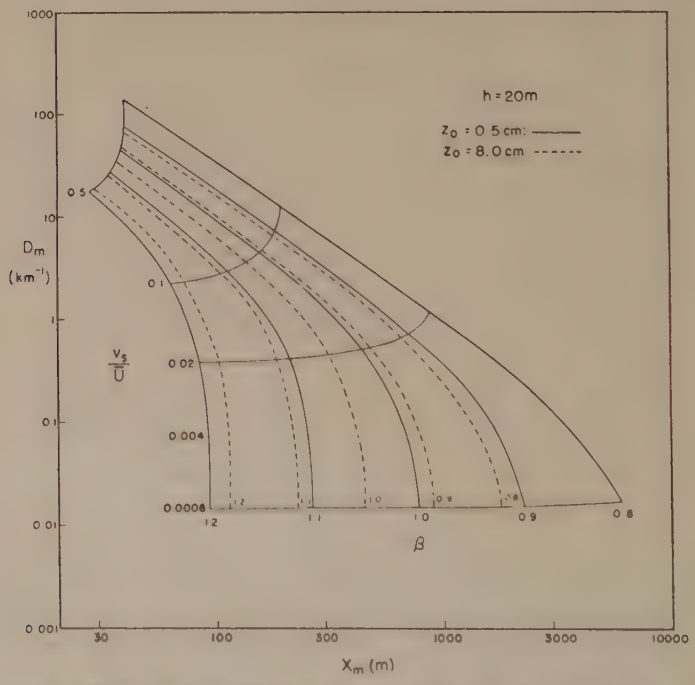


Fig. 7. Joint effects of particle size, mean wind speed, stability and surface roughness on the location and magnitude of the maximum deposition

The variation of X_m and D_m with simultaneous variation of source height, stability and surface roughness is shown on Fig. 6, for a ratio of

fall speed to mean wind speed of 1/50. Fortunately, variations with stability and surface roughness, other parameters being held constant, can be represented by a single curve, rather than by a grid of two families of curves. This can be appreciated by the similarity between Fig. 2 and 5, for these two parameters separately. A number of conclusions can be drawn from this graph, of interest to both agricultural and industrial applications. In the first place, the effect of variable stability is proportionately greater for a high stack than for a low stack, especially over a rough surface. This means, for example, that diurnal and interdiurnal variations in particulate pollution should be relatively greater in residential areas than

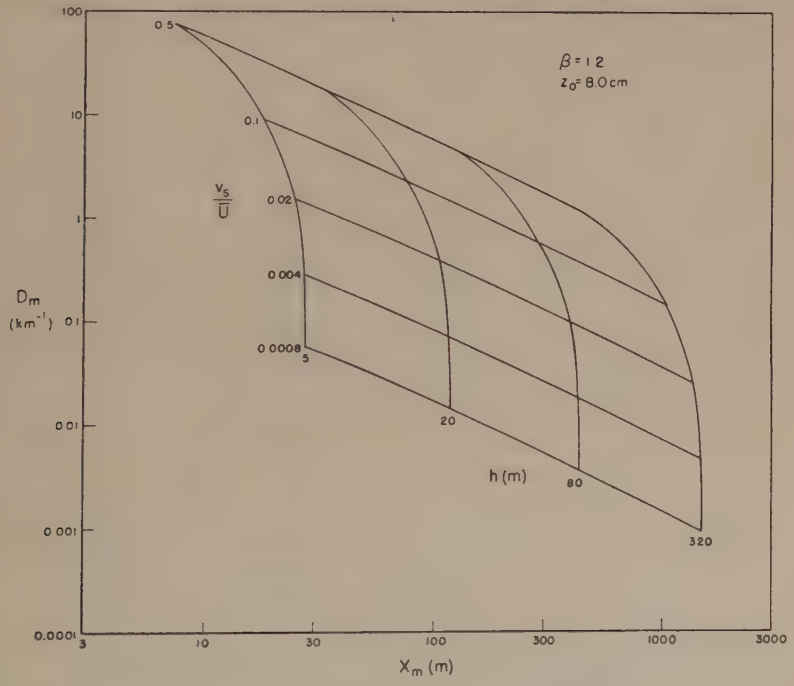


Fig. 8. Joint effects of height of emission, particle size and mean wind speed on the location and magnitude of the maximum deposition

in industrial areas, since the higher stacks have their major deposition outside industrial areas, whereas the deposits from the lower stacks are concentrated in those areas. It is also interesting to note that the effect of stability is greater over a smooth than over a rough surface. This could, of course, have been anticipated on physical grounds. In addition, the relatively greater effect of surface roughness than of stability near the ground is also reasonable, particularly when the stratification is a stable one. With specific reference to crop spraying operations, the importance of the correct choice of flight level is clearly evident from this figure.

On Fig. 7 can be seen the effects on maximum deposition of the simultaneous variation of stability, surface roughness, particle size (or settling speed) and mean wind speed, when the height of the source of emission is held constant (at 20 m., in this case). It is evident that the effect of variable stability is considerably greater for small particles and/or for high wind speeds than for large particles and/or low wind speeds. In this case the effect is accentuated over a smooth surface, rather than over a rough one as was the case when stack height effects were being considered. It is also interesting to note that for large particles and/or for light wind speeds, variations in stability and surface roughness have their major effect on the magnitude of the maximum deposition rate. When particles are small, or when wind speeds are high, stability and surface roughness have their principal effects only on the distance from the stack of the deposit maximum. This graph shows also that a variation in aerosol size can readily compensate for any unfavourable effects of wind speed and stability during crop-spraying operations.

Fig. 8 shows the effects of the simultaneous variation of stack height, particle size and mean wind speed, during unstable conditions ($\beta = 1.2$) over a relatively rough surface ($Z_0 = 8$ cm.). For stable conditions, such a graph would cover a much larger range of values of the two parameters of the distribution (D_m and X_m) portrayed here. These two families of curves are almost exactly parallel, so that the variables they represent are essentially independent in their effects on the deposit maximum. Once again, it is evident that an increase in particle size can compensate for a higher flight level, if operational considerations prevent crop spraying at a very low level.

IV. Application of *C*-Theory to Gaseous Diffusion

If one is interested in the cross-wind distribution of deposited matter, the classical or K-theory is unable to provide the answer. There seems to be no logical process by which one could deduce either the variation in the vertical of the horizontal eddy diffusivity or the value of this diffusivity at some specific level. It is therefore natural that one should turn for help to the statistical theory of turbulence, which we might refer to as the C-theory, in that virtual diffusion coefficients (C_X, C_Y and C_Z) replace eddy diffusivities (e. g., K_Z).

Commencing with the statistical theory of turbulence proposed by Taylor [1], Sutton [5] derived the following relations for the spread of diffusing particles from their mean positions, expressed as standard deviations,

$$\sigma_Y^2 = C_Y^2 X^{2-n}/2, \quad \sigma_Z^2 = C_Z^2 X^{2-n}/2, \tag{20}$$

where the virtual diffusion coefficients, C_Y and C_Z, are closely related to gustiness, and where n, the stability parameter, is obtained from the variation of wind speed with height, and is related to the α of (5) by the equation

$$\alpha = n/(2-n). \tag{21}$$

If $Y = Z = 0$ represents the axis of the smoke plume (in an infinite atmosphere), it follows at once that the concentration off-axis is related to its value on the axis by

$$C = C_{00} \exp(-Y^2/2\,\sigma_Y^2) \exp(-Z^2/2\,\sigma_Z^2). \tag{22}$$

The flow of matter across any vertical plane must equal the rate of emission, so that the continuity condition can be expressed as

$$Q = \int_{-\infty}^{\infty}\int U\,C\,dY\,dZ. \tag{23}$$

If U is taken as independent of height (U), it may be deduced from (22) and (23) that

$$C = \frac{Q}{\pi\,C_Y\,C_Z\,U\,X^{2-n}} \exp\left(-\frac{Y^2}{C_Y^2\,X^{2-n}}\right) \exp\left(-\frac{Z^2}{C_Z^2\,X^{2-n}}\right). \tag{24}$$

The corresponding solution for emission at $Z = h$, with a flat ground surface at $Z = 0$, was obtained by Sutton [3]. Replacing Z by $(Z - h)$ in (24) gives a smoke plume, symmetrical about the point of emission, which would transport matter through the ground. This is physically impossible since the ground surface must act as a perfect reflector for the smoke cloud. In the optical analogue to this problem we would imagine a virtual source, or mirror image, to be located at $X = Y = 0$, $Z = -h$. In the present case an identical solution exists, and the virtual source will produce a smoke plume which, because of symmetry, will diffuse matter upward through $Z = 0$ so that there is no net transport through the ground. Thus the final solution, valid for all $Z \geq 0$, is

$$C = \frac{Q}{\pi\,C_Y\,C_Z\,U\,X^{2-n}} \exp\left(-\frac{Y^2}{C_Y^2\,X^{2-n}}\right)\left[\exp\left\{-\frac{(Z-h)^2}{C_Z^2\,X^{2-n}}\right\} + \right.$$
$$\left. + \exp\left\{-\frac{(Z+h)^2}{C_Z^2\,X^{2-n}}\right\}\right]. \tag{25}$$

The treatment by Sutton, outlined above, considers the problem as primarily one of outward diffusion, for which no turbulence mechanism is specified or required. It is founded on statistical grounds and not in terms of fluxes and of flux divergences. It is, therefore, independent of a Fickian-type diffusion equation, but such an equation can be used, in conjunction with the statistical prediction, to find the eddy diffusivities implied by the statistical approach, and thus the eddy fluxes associated with the random diffusion process. The complete Fickian diffusion equation is

$$\frac{dC}{dt} = \frac{\partial C}{\partial t} + U\frac{\partial C}{\partial X} + V\frac{\partial C}{\partial Y} + W\frac{\partial C}{\partial Z} = \frac{\partial}{\partial X}\left(K_X\frac{\partial C}{\partial X}\right) +$$
$$+ \frac{\partial}{\partial Y}\left(K_Y\frac{\partial C}{\partial Y}\right) + \frac{\partial}{\partial Z}\left(K_Z\frac{\partial C}{\partial Z}\right). \tag{26}$$

Treating U, C_Y and C_Z as constants, one can show that (24) or (25) will satisfy (26) for a steady state, with $\partial C/\partial t = V = W = 0$, if

$$K_X = 0,\ K_Y = \bar{U}\,(2-n)\,C_Y{}^2\,X^{1-n}/4,\ K_Z = \bar{U}\,(2-n)\,C_Z{}^2\,X^{1-n}/4. \quad (27)$$

$K_X = 0$ implies that translation with the mean wind is considerably more important than diffusion in that direction, which is understandable. The variation of K_Y and K_Z with distance from the source is essentially equivalent to the assumption that diffusion increases with the scale of the diffusing process. Why this should be so can be explained simply by reference to the diffusion of smoke from a stack. Near the stack, the smoke plume is narrow. Large eddies are effective only in moving the plume bodily, but not in diffusing it, or breaking it up. Only small eddies, smaller than the dimensions of the plume, can actually cause a spreading of the plume. At large distances from the stack, the smoke plume has much larger crosswind dimensions, and the larger eddies are now effective in dispersing the smoke. Essentially, therefore, the eddy diffusivities must increase with distance from the stack. Thus, as X increases, a larger fraction of the eddy spectrum is instrumental in mixing the smoke cloud with the ambient atmosphere.

Although the above argument appears reasonable when dealing with an aerodynamically smooth surface, it is more difficult to justify with a rough surface. Clearly, it ignores the existence of the ground surface, as one which can be expected to affect turbulent diffusion in the lower layers. The ground is considered explicitly only as an impermeable surface, giving rise to an appropriate boundary condition. For an elevated source, the combined effect of the real and of the virtual or mirror image source, on concentrations at and above the ground, produces now a lack of symmetry about a plane through the source for the diffusing plume, not because of a variation of diffusive power with height but merely because of an allowance for the reflection of the plume at the earth's surface. Intuitively, this result seems to be incorrect, but the net effect of this apparent physical weakness of the theory cannot readily be deduced from Sutton's solution as expressed by (25). It is pertinent to this problem to point out that Sutton [6] has extended his theory to rough surfaces, with changes only in the relations between the virtual diffusion coefficients and gustiness values. The derivation of the standard deviations, as given in (20), involves, however, considerably less accurate approximations than for the smooth surface case.

Sutton [5] has also presented a slightly more elaborate formulation, which is claimed to better represent diffusion from a ground source,

$$C = \frac{Q}{2\left\{\Gamma\left(\frac{4-n}{2}\right)\right\}^2} \frac{1}{(C_Y C_Z X)^{2-n}\,\bar{U}} \exp\left(-\frac{Y^{\frac{2}{2-n}}}{C_Y{}^2 X}\right) \exp\left(-\frac{Z^{\frac{2}{2-n}}}{C_Z{}^2 X}\right). \quad (28)$$

For a line source, integration re Y gives

$$\chi = \frac{Q}{\Gamma\left(\frac{4-n}{2}\right) C_Z{}^{2-n}\, \bar{U}\, X^{\frac{2-n}{2}}} \exp\left(-\frac{Z^{\frac{2}{2-n}}}{C_Z{}^2\, X}\right). \tag{29}$$

In both equations above, allowance has been made for the reflection by the plane $Z = 0$. For a source at height h, SUTTON [3] proceeded as before and obtained

$$\chi = \frac{Q}{2\,\Gamma\left(\frac{4-n}{2}\right) C_Z{}^{2-n}\, \bar{U}\, X^{\frac{2-n}{2}}} \left[\exp\left\{-\frac{(Z-h)^{\frac{2}{2-n}}}{C_Z{}^2\, X}\right\} + \right.$$

$$\left. + \exp\left\{-\frac{(Z+h)^{\frac{2}{2-n}}}{C_Z{}^2\, X}\right\}\right]. \tag{30}$$

The cross-wind integrated concentration at the earth's surface is

$$\chi_0 = \frac{Q}{\Gamma\left(\frac{4-n}{2}\right) C_Z{}^{2-n}\, \bar{U}\, X^{\frac{2-n}{2}}} \exp\left(-\frac{h^{\frac{2}{2-n}}}{C_Z{}^2\, X}\right). \tag{31}$$

Again treating $\bar{U}$, C_Y and C_Z as constants, one can show that (28) will satisfy the Fickian equation (26) for a steady state, provided that

$$K_X = 0,\ K_Y = \bar{U}\, C_Y{}^2 \left(\frac{2-n}{2}\right)^2 Y^{\frac{2-2n}{2-n}},\ K_Z = \bar{U}\, C_Z{}^2 \left(\frac{2-n}{2}\right)^2 Z^{\frac{2-2n}{2-n}}. \tag{32}$$

These variations of effective diffusivities can, once more, be justified on the grounds that they represent the effects of scale of diffusion on the diffusion process. If so, the height variation of the vertical eddy diffusivity must be considered to be symmetrical about the plume axis, and this is important when considering an elevated source. Adding the effect of a mirror image source below the ground produces, as can be seen from (30), a plume dissymmetry about a plane through the elevated source, but only because reflection of the plume at the ground is taken into account. It can simply be shown, in fact, that (30) is not a solution of the Fickian diffusion equation (26) when the set of substitutions (32) is employed, simply because the Z in K_Z, in (32), represents vertical distance from the plume axis, not height above the ground as it does in (30). For the direct plume, associated with the first term in brackets in (30), one must assume

$$K_Z = \bar{U}\, C_Z{}^2 \left(\frac{2-n}{2}\right)^2 (Z-h)^{\frac{2-2n}{2-n}}, \tag{33}$$

where the final component is always to be taken as positive, and for the singly-reflected plume, associated with the second term in brackets in (30).

$$K_Z = \bar{U} C_Z^2 \left(\frac{2-n}{2}\right)^2 \left(Z + h\right)^{\frac{2-2n}{2-n}}. \tag{34}$$

It is possible, for this solution of Sutton's, to evaluate the effect on concentrations of the neglect of the earth's surface as a basic factor in the creation of turbulence in the lower layers by solving the diffusion equation for an elevated source, but maintaining the formulation for K_Z given in (32), which, as shown by Sutton [5], follows from the conjugate power law and the wind profile defined by (21). Making the appropriate substitutions in (8) and (9), and then in (7), one obtains (31) for the surface cross-wind integrated concentration, but not (30) for χ at any height Z (including h, itself). For a surface source, no difference arises since only one, and the same, interpretation of Z as the vertical coordinate is possible. As applied to an elevated source, the C-theory formulation discussed here assumes a minimum diffusivity (zero) at stack height for the "direct" plume and a greater diffusivity, at any height, for the "reflected" plume than for the "direct" plume.

V. Application of C-Theory to Particulate Diffusion

It follows from the results of the last section that surface observations of a gas or fine smoke will not discriminate between the C-theory and the K-theory, even for an elevated source. Surface data on particulate diffusion from an elevated source will, however, permit one to decide which theory is more realistic. Sutton's simplest formulation of the statistical theory, (24) and (25), has been applied to particulate diffusion from an elevated source by a number of investigators (by Csanady [7] and by Baron, Gerhard and Johnstone [8], with two further formulations being presented in a publication by the U. S. Weather Bureau [9]). These four solutions are all different, largely as the result of the use of different boundary conditions. A new formulation, believed to be consistent with Sutton's treatment for an elevated source, is derived below for particulate diffusion.

Since K_Y is assumed zero, it is justifiable to regard any thin vertical slice through the cloud as being a self-contained unit, for diffusion purposes. The effect of a finite velocity of fall, v_s, will simply be to lower the thin slice at any X by a vertical displacement of $(v_s X/U)$. Thus the solution for a source at $Z = 0$ and no ground present is, analogous to (24),

$$C = \frac{Q}{\pi C_Y C_Z U X^{2-n}} \exp\left(-\frac{Y^2}{C_Y^2 X^{2-n}}\right) \exp\left\{-\frac{(Z + v_s X/U)^2}{C_Z^2 X^{2-n}}\right\}. \tag{35}$$

The validity of (35) can be demonstrated by reference to the Fickian equation, (26). This latter equation is satisfied by (35), for a steady state with $\partial C/\partial t = V = 0$, if the K's are once again given by (27) and if

$W = -v_s$. Analogous to (24), replacement of Z by $(Z +$ constant$)$ still gives a solution to the diffusion equation, and this can be employed to synthesize solutions for specific boundary conditions.

For a source at $Z = h$, we simply replace Z in (35) by $(Z - h)$. However, this solution implies a downward diffusion through the ground, in addition to a vertical transport at the rate $\chi_0 v_s$. Only the latter is physically acceptable, so that once again it is necessary to provide a source below the ground to "reflect" matter upward so that the net turbulent flux at $Z = 0$ vanishes. Since all smoke plumes slope downwards, a single mirror-image source is inadequate. Previous investigators of this problem have failed to realize that one must introduce a vertical line source, below the ground. If σ represents depth below the ground and $Q f(\sigma)$ the line strength function, the total concentration for any $Z \geqq 0$ is

$$C = \frac{Q}{\pi C_Y C_Z \bar{U} X^{2-n}} \exp\left(-\frac{Y^2}{C_Y^2 X^{2-n}}\right)\left[\exp\left\{-\frac{(Z + v_s X/U - h)^2}{C_Z^2 X^{2-n}}\right\} + \right.$$
$$\left. + \int_0^\infty \exp\left(-\frac{(Z + v_s X/\bar{U} + \sigma)^2}{C_Z^2 X^{2-n}}\right\} f(\sigma)\, d\sigma\right]. \qquad (36)$$

$f(\sigma)$, the virtual line source function, must be determined from the requirement that C be a minimum or maximum at $Z = 0$ so that the vertical eddy flux vanish at the ground. It can be shown that this requirement is mathematically identical with the continuity requirement that all undeposited material must be transported through a vertical plane, namely

$$Q = \int_0^X \chi_0 v_s\, dX + \int_0^\infty \chi \bar{U}\, dZ. \qquad (37)$$

The defining equation for $f(\sigma)$ can be derived either by setting $(\partial \chi/\partial Z)$ zero at $Z = 0$ or from (37) and is

$$\int_0^\infty \exp\left\{-\frac{(\sigma + v_s X/U)^2}{C_Z^2 X^{2-n}}\right\}\left(\sigma + \frac{v_s X}{\bar{U}}\right) f(\sigma)\, d\sigma =$$
$$= \exp\left\{-\frac{(h - v_s X/\bar{U})^2}{C_Z^2 X^{2-n}}\right\}\left(h - \frac{v_s X}{\bar{U}}\right). \qquad (38)$$

This is an integral equation of the first kind with an unsymmetric nucleus, for which there is no analytic solution, so that (38) must be solved numerically. We first replace the continuous line source by a finite number of sources (m, say) and evaluate (38) for a number of values of X (p, say) giving an ensemble of p equations, which may be represented schematically as

$$\Sigma_m \Psi(\sigma_m, X_p)\, f(\sigma_m) = \Phi(X_p). \qquad (39)$$

This problem can be solved readily on an electronic computer, but for individual solutions hand methods are also available. By relaxation methods we can solve this set of p simultaneous linear algebraic non-homo

geneous equations in m unknowns for the values of $f(\sigma_m)$ if $m = p$ or for the best values of $f(\sigma_m)$ to minimize errors if p exceeds m. For well-behaved equation sets this latter procedure will be found to be both rapid and accurate.

In order to compare the K- and C-theory predictions for particulate diffusion it is necessary, once again, to study Sutton's more elaborate formulation, as expressed by (29) and (30). Proceeding as before, the solution for emission of particulates into an infinite atmosphere from $X = Z = 0$ is given by

$$\chi = \frac{Q}{2\,\Gamma\left(\frac{4-n}{2}\right) C_Z^{2-n}\,\bar{U}\,X^{\frac{2-n}{2}}} \exp\left\{-\frac{\left(Z + v_s X/\bar{U}\right)^{\frac{2}{2-n}}}{C_Z^2\,X}\right\}. \tag{40}$$

This solution satisfies the Fickian equation (26), for a steady state with $W = -v_s$ provided that K_Z is

$$K_Z = \bar{U}\,C_Z^2 \left(\frac{2-n}{2}\right)^2 \left(Z + \frac{v_s X}{\bar{U}}\right)^{\frac{2-2n}{2-n}}, \tag{41}$$

which is consistent with (33) and (34). If $(Z + \text{constant})$ is inserted in (40), the result is still a solution of (26) if the same substitution is made in (41), and this principle allows us to satisfy the surface boundary condition by introducing a virtual line source below the ground to allow for reflection at the ground. For any virtual source, the appropriate diffusivity is consistent with the C-theory postulate that K_Z should vary with a power of the distance from the effective, sloping, plume axis.

The complete formulation for an elevated source is, therefore, analogous to (36),

$$\chi = \frac{Q}{2\,\Gamma\left(\frac{4-n}{2}\right) C_Z^{2-n}\,\bar{U}\,X^{\frac{2-n}{2}}} \left[\exp\left\{-\frac{\left(Z-h+v_s X/\bar{U}\right)^{\frac{2}{2-n}}}{C_Z^2\,X}\right\} + \int_0^\infty \exp\left\{-\frac{\left(Z+\sigma+v_s X/\bar{U}\right)^{\frac{2}{2-n}}}{C_Z^2\,X}\right\} f(\sigma)\,d\sigma\right]. \tag{42}$$

The argument of the first exponential must, of course, always be negative. $f(\sigma)$ is to be obtained from the boundary condition which states that no net eddy flux must exist at the surface. Writing (42) in the schematic form

$$\chi = \chi_{-h} + \int_0^\infty \chi_\sigma f(\sigma)\,d\sigma, \tag{43}$$

the eddy flux requirement gives

$$0 = \left[K_{-h}\frac{\partial \chi_{-h}}{\partial Z} + \int_0^\infty K_\sigma \frac{\partial \chi_\sigma}{\partial Z} f(\sigma)\,d\sigma\right]_{Z=0}, \tag{44}$$

where the appropriate K is obtained from (41) by replacing Z by $(Z - h)$ or $(Z + \sigma)$. It may be shown that the result is identical with that obtained when (42) is substituted into the continuity equation, (37), and yields

$$\int_0^\infty \exp\left\{ \frac{\left(\sigma + v_s X/\bar{U}\right)^{\frac{2}{2-n}}}{C_Z^2 X} \right\} \left(\sigma + \frac{v_s X}{U}\right) f(\sigma)\, d\sigma =$$

$$= \exp\left\{ \frac{\left(h - v_s X/\bar{U}\right)^{\frac{2}{2-n}}}{C_Z^2 X} \right\} \left(h - \frac{v_s X}{U}\right). \qquad (45)$$

Once again the argument of the exponential on the right must always be negative.

The solution, as expressed by (42) and (45), is now to be compared with the equivalent K-theory result when $U = \bar{U}$ ($\alpha = 0$) and when K_Z is taken from (32). A rigorous solution in this latter case is only possible when K_Z is a linear function of Z, which corresponds to the limiting value for n of zero. Using $n = 0$ greatly simplifies the labour of solving (42) and (45) and may be regarded as a legitimate, though perhaps not representative, test of the two theories. To further reduce calculations, it was decided only to compare surface depositions. Making the appropriate substitutions in (8) and (9), and later in (7), gives, for the K-theory,

$$\chi_0 = \frac{Q}{h\, U\, \Gamma\left(1 + \frac{v_s}{U\, C_Z^2}\right)} \left(\frac{h}{C_Z^2 X}\right)^{\left(1 + \frac{v_s}{\bar{U}\, C_Z^2}\right)} \exp\left(-\frac{h}{C_Z^2 X}\right). \qquad (46)$$

Calculations were carried out for the following case: $h = 15$ m., $v_s = 0.1$ m./s., $U = 5$ m./s., $C_Z^2 = 0.02$. In Table 1 the results are presented in terms of surface relative deposition — D_C for the C-theory, from (42) and (45), and D_K for the K-theory, from (46), both being expressed in km^{-1} so that they would be comparable to the figures in an earlier section. Incidentally, the choice of K_Z is equivalent to a v_* value of 25 cm./s.

Table 1. *Surface relative deposition (km^{-1}) for C-theory (D_C) and K-theory (D_K)*

X (m)	D_C (km.$^{-1}$)	D_K (km.$^{-1}$)	X (m)	D_C (km.$^{-1}$)	D_K (km.$^{-1}$)
75	0.015	0.006	900	0.549	0.402
150	0.106	0.225	1050	0.405	0.333
225	0.352	0.528	1200	0.311	0.279
300	0.573	0.684	1350	0.246	0.236
375	0.716	0.722	1500	0.199	0.202
450	0.791	0.700	1650	0.164	0.175
525	0.821	0.652	1800	0.138	0.153
600	0.824	0.597	1950	0.117	0.134
675	0.811	0.542	2100	0.101	0.119
750	0.789	0.491	2250	0.088	0.106

It is clear from Table 1 that the two solutions are distinctly different. The C-theory formulation gives smaller depositions near the source and at great distances from the source, with a larger maximum deposition roughly 50 percent further from the source than is the case for the K-theory formulation. It would, of course, require carefully planned experimental investigations to indicate which of these two rival philosophies is superior.

There is one further aspect of interest which arises out of the calculations presented above. The limiting case of $n = 0$ corresponds, in the C-theory formulation, to a wind which is constant with height. In the K-theory formulation following Deacon a linear variation of K_Z with height (equivalent to $n = 0$) corresponds to a logarithmic wind profile (an average rather than a limiting case.) There is evidence that $n = 0$ correctly describes diffusion in the vertical, under various stability conditions, for emission of non-particulates from an elevated source (Hay and Pasquill [*10*] for a source at 150 m. and Watson [*11*] for a source at 15 m.). This is further evidence in support of the approximate formulation presented here, in which K_Z is assumed to be a linear function of height.

A further point of interest is that the K-theory can be applied far more readily to a specific instance or a typical situation, since all the parameters required are inherent in the vertical profile of wind velocity. Moreover, the solution of adequate accuracy for particulate matter, using the K-theory, is in an analytic form and computation of any case can be done rapidly; using the C-theory, an integral equation must first be solved numerically, and an electronic computer is thus required if a rapid answer is desired.

Since there seem to be grounds for preferring the K-theory solution to the C-theory solution in the two-dimensional case for an elevated source, we are still faced with the problem of predicting the cross-wind distribution of deposited matter, or of airborne concentrations. In this case, a statistical theory would appear to be satisfactory, even near the ground. The relation between the lateral generalized diffusion coefficient, the stability and the lateral gustiness should, initially at least, be determined experimentally. The use of particulate matter is again suggested, to simplify the observational procedures. The advantages of the use of particulate matter when investigating diffusion processes seem so obvious that it is surprising that so very few published observations of this type exist, particularly when a knowledge of particulate diffusion is so important to the fields of atmospheric pollution and agriculture. It is hoped that investigations along these lines may be stimulated by the ideas presented in this paper.

References

1. Deacon, E. L.: Vertical Diffusion in the Lowest Layers of the Atmosphere. Quart. J. Roy. Met. Soc. **75**, 89—103 (1949).
2. Rounds, W., Jr.: Solutions of the Two-dimensional Diffusion Equations. Trans. Amer. Geoph. Union **36**, 395—405 (1955).
3. Sutton, O. G.: The Theoretical Distribution of Airborne Pollution from Factory Chimneys. Quart. J. Roy. Met. Soc. **73**, 426—436 (1947).

4. Taylor, G. I.: On the Theory of Diffusion by Continuous Movements. Proc. Lond. Math. Soc. **20**, 196—212 (1922).
5. Sutton, O. G.: The Problem of Diffusion in the Lower Atmosphere. Quart. J. Roy. Met. Soc. **73**, 257—276 (1947).
6. Sutton, O. G.: The Application to Micrometeorology of the Theory of Turbulent Flow over Rough Surfaces. Quart. J. Roy. Met. Soc. **75**, 335—350 (1949).
7. Csanady, G. T.: Dispersal of Dust Particles from Elevated Sources. Austral. J. Phys. **8**, 545—550 (1955).
8. Baron, F., E. R. Gerhard, and H. F. Johnstone: Dissemination of Aerosol Particles Dispersed from Stacks. Ind. Engng. Chem. **41**, 2403—2408 (1948).
9. U. S. Weather Bureau: Meteorology and Atomic Energy. Washington: U. S. Government Printing Office, 92—93 (1955).
10. Hay, J. S., and F. Pasquill: Measurements of the Short Range Diffusion of Airborne Particles at a Height of a Few Hundred Feet in the Atmosphere. Porton Technical Paper 561 (1956).
11. Watson, H. H.: Diffusion in the Vertical of Smoke Emitted at a Height of 15 m above the Prairie. Suffield Techn. Note 20 (1956).

551.553:551.554

(Department of Meteorology, University of Wisconsin, Madison)

A Numerical Experiment with Wind Variations in the Planetary Boundary Layer

By

D. O. Staley and **L. H. Horn**

With 5 Figures

Summary. The equations of motion applied to the planetary boundary layer are numerically integrated for certain special eddy viscosity distributions. Accelerations are retained, eddy viscosity varied with height and, to a lesser extent, with time. The resulting inertial oscillations, although very limited in generality, show agreement with observations. Not only clockwise but also counterclockwise rotation of the end point of the wind vector can occur in some cases. Some solutions agree and others disagree with the analytical solutions for unbounded eddy viscosity.

Zusammenfassung. Die auf die planetare Grenzschicht angewandten Bewegungsgleichungen werden für spezielle Verteilungen des Austauschkoeffizienten numerisch integriert. Beschleunigungen werden beibehalten, vertikale, und, in geringerem Maße, zeitliche Variationen des Austauschkoeffizienten angenommen. Die resultierenden Trägheitsschwingungen sind zwar im allgemeinen sehr beschränkt, zeigen jedoch gute Übereinstimmung mit den Beobachtungen. In einzelnen Fällen kann eine Drehung des Windvektors nicht nur im Uhrzeigersinn, sondern auch im Gegenuhrzeigersinn auftreten. Einige Lösungen stimmen gut, andere nicht mit den analytischen Lösungen für einen unbegrenzten Austauschkoeffizienten überein.

Résumé. Les équations du mouvement appliquées à la couche limite planétaire sont intégrées pour des distributions particulières du coefficient d'échange turbulent. On tient compte des accélérations et on admet des variations verticales et, en moindre mesure, temporelles du coefficient d'échange. Les oscillations d'inertie qui en résultent sont, il est vrai, très limitées mais s'accordent bien avec les observations. Dans certains cas une rotation de la résultante du vecteur vent peut apparaître, non seulement dans le sens des aiguilles d'une montre, mais aussi en sens contraire. Quelques solutions concordent avec celles que l'on obtient en admettant un coefficient d'échange illimité, d'autres pas.

I. Introduction

The development of high speed electronic computers makes possible the investigation of certain problems of distribution and time variation of wind in the planetary boundary layer which have heretofore defied both analytical and numerical mathematical solution. Analytical solution of the equation of motion becomes impracticable when non-equilibrium solutions are desired for realistic and comprehensive eddy viscosity. Numerical solution offers a theoretical alternative, but for realistic eddy viscosity the criterion for computational stability requires extremely small time increments. Hence an extremely large number of computations are necessary, so many that it is not feasible to make them with a desk calculator.

This article reports the results of a numerical integration of the equations of motion for a few special cases by means of the IBM model 650 magnetic drum electronic computer. Of interest here are the vertical wind distribution in the planetary boundary layer and certain properties of the time variation of that distribution, such as those which are related to diurnal variations of stability. Accelerations are retained, and eddy viscosity varied with height and, to a lesser extent, with time.

II. Numerical Integration

In the planetary boundary layer the equations of horizontal motion may be written as

$$\frac{\partial u}{\partial t} = fv - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z}\left(K\frac{\partial u}{\partial z}\right), \tag{1}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -fu - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z}\left(K\frac{\partial v}{\partial z}\right), \tag{2}$$

where f is the Coriolis parameter, u and v are the horizontal mean velocities toward the east (x) and north (y) respectively, ρ is density, p is pressure, z is height and K is the coefficient of eddy viscosity. If the geostrophic components u_g and v_g are introduced, (1) and (2) may be written as

$$\frac{\partial u'}{\partial t} = fv' + \frac{\partial}{\partial z}\left(K\frac{\partial u'}{\partial z}\right), \tag{3}$$

$$\frac{\partial v'}{\partial t} = -fu' + \frac{\partial}{\partial z}\left(K\frac{\partial v'}{\partial z}\right), \tag{4}$$

where $u' = u - u_g$ and $v' = v - v_g$. In (3), and analogously in (4), the time and height derivatives may be approximated by the following finite differences:

$$\frac{\partial u'}{\partial t} \approx \frac{u'_{k,\,t+\Delta t} - u'_{k,\,t}}{\Delta t}, \qquad \frac{\partial u'}{\partial z} \approx \frac{u'_{k+1,\,t} - u'_{k-1,\,t}}{2\,\Delta z}$$

$$\frac{\partial^2 u'}{\partial z^2} \approx \frac{u'_{k+1,\,t} + u'_{k-1,\,t} - 2\,u_{k,\,t}}{(\Delta z)^2}.$$

Here $u'_{k,t}$ is the u' component at level z at time t, $u'_{k,t+\Delta t}$ is the new u' component at level z at time $t+\Delta t$, where Δt is a small time increment, $u'_{k-1,t}$, $u'_{k,t}$ and $u'_{k+1,t}$ are the u' components respectively at the successive levels $z-\Delta z$, z and $z+\Delta z$ at time t. It is to be noted that a non-centered difference is used for the time derivative. While less accurate than a centered difference, it allows a time increment twice as large as that allowed by the centered difference. In view of further approximations to be made, the lesser accuracy was deemed tolerable. If these relations are introduced in (3) and analogous ones in (4), we get

$$u'_{k,t+\Delta t} = \left[1 - \frac{2K_{k,t}\Delta t}{(\Delta z)^2}\right] u'_{k,t} + \left[\frac{K_{k,t}\Delta t}{(\Delta z)^2} - \frac{\Delta t}{2\Delta z}\frac{\partial K_{k,t}}{\partial z}\right] u'_{k-1,t} + \left[\frac{K_{k,t}\Delta t}{(\Delta z)^2} + \frac{\Delta t}{2\Delta z}\frac{\partial K_{k,t}}{\partial z}\right] u'_{k+1,t} + f\Delta t\, v'_{k,t}, \tag{5}$$

$$v'_{k,t+\Delta t} = \left[1 - \frac{2K_{k,t}\Delta t}{(\Delta z)^2}\right] v'_{k,t} + \left[\frac{K_{k,t}\Delta t}{(\Delta z)^2} - \frac{\Delta t}{2\Delta z}\frac{\partial K_{k,t}}{\partial z}\right] v'_{k-1,t} + \left[\frac{K_{k,t}\Delta t}{(\Delta z)^2} + \frac{\Delta t}{2\Delta z}\frac{\partial K_{k,t}}{\partial z}\right] v'_{k+1,t} - f\Delta t\, u'_{k,t}. \tag{6}$$

Thus the new vertical profiles of u' and v' at level z after a time interval Δt is obtained from (5) and (6) by evaluating the right hand members, which depend on the original wind profile, the eddy viscosity at the initial time at level z, and the fixed time and height intervals.

Experience indicates that computational stability of the numerical solution (5) and (6) will occur only if the coefficient of $u'_{k,t}$ (or $v'_{k,t}$) is greater than zero. That is, Δt must be sufficiently small that

$$\Delta t \leqslant \frac{(\Delta z)^2}{2K_{k,t}}. \tag{7}$$

Hence, the smaller the height increment, or the larger the eddy viscosity, the smaller the time increment must be. Since $K_{k,t}$ is relatively large, the time increments must be very small. For example, if $\Delta z = 25$ m and $K_{k,t} = 5 \cdot 10^4$ cm^2/sec, Δt must be less than or equal to 62.5 seconds.

Although eddy viscosity is a function of distance from the surface, roughness of the surface, wind shear, hydrostatic stability and possibly other factors, the functional form of the relationship is not yet established. On the other hand, it is fairly well established that at all times K increases approximately linearly with height in the lower 25 to 50 m. It is further known that eddy viscosity reaches a maximum at a height of the order of 100 to 300 m and decreases to small values at a height of the order of 1000 m. To approximate these facts in a simple fashion, eddy viscosity was assumed to increase linearly from the surface to 150 m and then decrease linearly to zero at 800 m.

For $0 \leqslant t \leqslant 18$ hours, the following distribution was chosen:

$$K \begin{cases} = 5 \cdot 10^3 + 3z & \text{for } 0 \leqslant z \leqslant 150 \cdot 10^2 \text{ cm.} \\ = 5 \cdot 10^4 - 0.769z & \text{for } 150 \cdot 10^2 \leqslant z \leqslant 800 \cdot 10^2 \text{ cm.} \end{cases}$$

Values of u and v at 16.5 hours were used as initial conditions corresponding to new, smaller K values such that, for $0 \leqslant t \leqslant 16$ hours (measuring time after 16.5 hours),

$$K \begin{cases} = 2 \cdot 10^3 + 0.2\, z & \text{for } 0 \leqslant z \leqslant 150 \cdot 10^2 \text{ cm.} \\ = 5 \cdot 10^3 - 0.0769\, z & \text{for } 150 \cdot 10^2 \leqslant z \leqslant 800 \cdot 10^2 \text{ cm.} \end{cases}$$

As an initial condition the wind was assumed to be westerly and increase linearly from zero at the surface upward to a geostrophic westerly wind of 6.4 m/sec at 800 m. The wind is small at the lower boundary. As a lower boundary condition the wind was assumed to vanish at $z = 0$ at all times. In order to confine the integration to finite heights, an upper boundary condition must be imposed. Observations show that the wind becomes geostrophic at a height of the order of 1000 m, although this

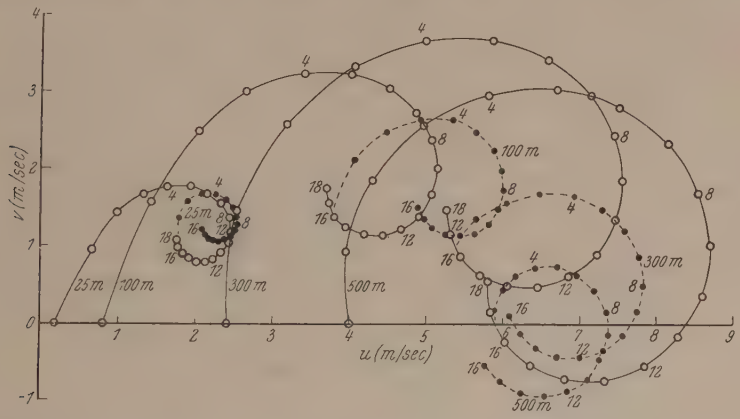


Fig. 1. Hodographs at 25, 100, 300 and 500 m for an initially westerly wind increasing linearly from 0 at the surface to 6.4 m/sec at 800 m, and sequence of small K values described in text. Numbers by points indicate time in hours. Dashed curves with solid circles represent hodographs for new eddy viscosity distribution begun after 16.5 hours with the initial distribution. Numbers on dashed curves represent time after beginning of new eddy viscosity distribution

height depends in part on conditions below. Theory should predict this height, but has thus far not adequately done so. Here it was assumed that the wind is geostrophic at 800 m. This is perhaps the weakest assumption thus far, but interest here is primarily in layers somewhat below 1000 m.

The results of the integration are shown in Fig. 1 and 2. Fig. 1 shows wind hodographs at 25, 100, 300 and 500 m. Initially the wind deviates rapidly toward low pressure. The end points of the wind vectors spiral in a clockwise sense and approach equilibrium values. An infinite time is necessary to reach completely this equilibrium. The rapidity of approach depends in a rough sense on the magnitude of K, and is smaller for a large K. However, it is possible to estimate the equilibrium positions.

The change to smaller K values after 16.5 hours introduces another

clockwise spiralling about new equilibrium values. At 300 m the new equilibrium winds are higher, but at other levels the new equilibriums appear to be not too different from the initial.

Fig. 2 shows time-sections of the u and v components. The u component reaches a maximum after about 9 hours at roughly 550 m. The v component increases rapidly with time and reaches a maximum after about 5 hours at roughly 300 m. When K is suddenly reduced, u reaches a new maximim around 350 m about 8 hours later, while v reaches a new maximum around 100 m about 3 hours later. Because of the unrealistic boundary condition at 800 m, the values of u and v near the top of the section are of little significance.

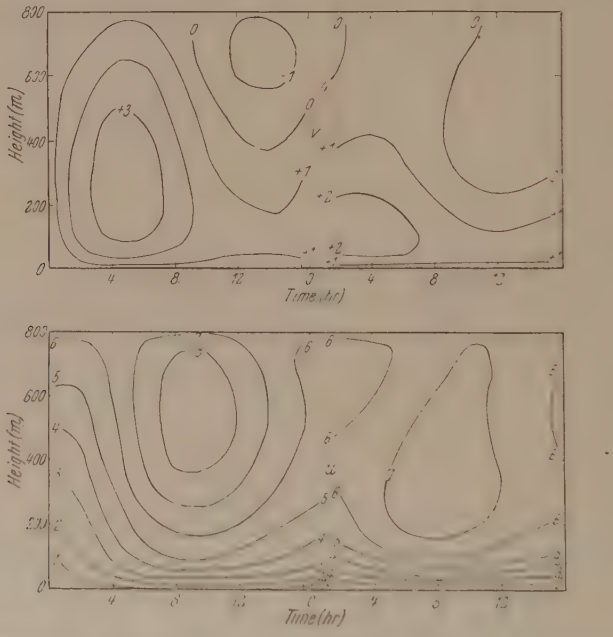


Fig. 2. Time-sections of u (lower section) and v (upper section) components for the case of Fig. 1. Units are m/sec

The above values of K are somewhat small, since observations show that maximum eddy viscosity may be as large as $5 \cdot 10^5$ to 10^6 cm^2/sec. To study the approach to equilibrium under conditions of large K, the following distribution was chosen for $0 \leqslant t \leqslant 5.9$ hours:

$$K \begin{cases} = 10^4 + 32.67\, z & \text{for } 0 \leqslant z \leqslant 150 \cdot 10^2 \text{ cm.} \\ = 5 \cdot 10^5 - 0.0769\, z & \text{for } 150 \cdot 10^2 \leqslant z \leqslant 800 \cdot 10^2 \text{ cm.} \end{cases}$$

The integration was again begun from the initial condition of a westerly wind at all levels, and which increased linearly from the surface to 800 m. The resulting hodograph of the wind distribution in the first 800 m is

shown in Fig. 3. At lower levels the end point of the wind vector initially turns counterclockwise. This feature apparently depends on the particular initial condition. After approximately an hour the end point rotates clockwise and spirals slowly toward a final equilibrium.

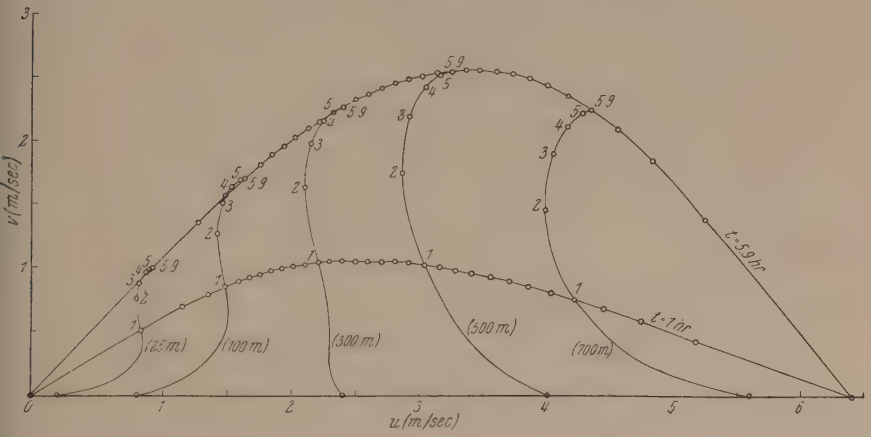


Fig. 3. Hodographs at 2.5, 100, 300 and 500 m for an initially westerly wind increasing linearly from 0 at the surface to 6.4 m/sec at 800 m, and $K = 10^4 + 32.67\,z$ cm²/sec for $0 \leq z \leq 150 \cdot 10^2$ cm and $K = 5 \cdot 10^5 - 0.0769\,z$ cm²/sec for $150 \cdot 10^2 \leq z \leq 800 \cdot 10^2$ cm. Numbers by points give time in hours. Curves labelled 1 hr and 5.9 hr show wind distributions at these times. Numbers by points give height in meters

III. Relation to Analytical Equilibrium Solution

Solutions for the equilibrium case are known for several simple variations of K with height, for example, K constant, linear or a power of height. It is of interest to discuss the cases of Section II in relation to the analytical solution for a linear K which increases indefinitely with height. Aspects of this case have been discussed by MÖLLER [1]. The solution may be developed as follows:

Introducing the imaginary unit, i, we may write (1) and (2) as

$$\frac{\partial}{\partial z}\left(K\frac{\partial H}{\partial z}\right) = i f H. \tag{8}$$

Here $H = W - G$, where $W = u + i v$, $G = u_g + i v_g$ constant, in which u_g and v_g are the geostrophic wind components toward the east and north respectively. If $K = K_0 + K_1 z$ (where K_0 and K_1 are constants) is introduced in (8), it may be written as

$$\frac{d}{dz}\left[(K_0 + K_1 z)\frac{dH}{dz}\right] - i f H = 0, \tag{9}$$

where total derivatives have been introduced by the assumption that K and the wind components depend only on height. Eq. (9) has the same

form as the differential equation which arises from the heat conduction equation for a linear increase of eddy conductivity with height. The change of variable

$$\xi = \frac{2 f^{\frac{1}{2}}}{K_1} (K_0 + K_1 z)^{\frac{1}{2}} \tag{10}$$

transforms (9) into

$$\xi^2 \frac{d^2 H}{d \xi^2} + \xi \frac{d H}{d \xi} - i \xi H = 0. \tag{11}$$

The lower and upper boundary conditions are respectively

$$u, v = 0 \quad \text{at} \quad z = 0$$

and

$$u, v \to u_g, v_g \quad \text{as} \quad z \to \infty.$$

In terms of H and ξ these become

$$H = -G \quad \text{at} \quad \xi = 2 (f K_0)^{\frac{1}{2}} / K_1,$$

and

$$H \to 0 \quad \text{as} \quad \xi \to \infty.$$

The solutions of (11) are Bessel functions, and a solution satisfying the upper boundary condition is

$$H = c (\ker \xi + i \operatorname{kei} \xi), \tag{12}$$

where c is a constant. If the lower boundary condition is introduced,

$$H = H_0 \frac{\ker \xi + i \operatorname{kei} \xi}{\ker \xi_0 + i \operatorname{kei} \xi_0}, \tag{13}$$

where the zero subscript refers to values at $z = 0$. Returning to velocities, separating real and imaginary parts, and letting the geostrophic wind be westerly, we may write the wind components as

$$u = u_g \left[1 - \frac{\ker \xi \ker \xi_0 + \operatorname{kei} \xi \operatorname{kei} \xi_0}{\ker^2 \xi_0 + \operatorname{kei}^2 \xi_0} \right], \tag{14}$$

$$v = \frac{u_g (\ker \xi \operatorname{kei} \xi_0 - \operatorname{kei} \xi \ker \xi_0)}{\ker^2 \xi_0 + \operatorname{kei}^2 \xi_0}. \tag{15}$$

The angle between the observed wind direction and the geostrophic wind direction is

$$\alpha = \arctan \left(\frac{\ker \xi \operatorname{kei} \xi_0 - \operatorname{kei} \xi \ker \xi_0}{\ker^2 \xi_0 + \operatorname{kei}^2 \xi_0 - \ker \xi \ker \xi_0 - \operatorname{kei} \xi \operatorname{kei} \xi_0} \right). \tag{16}$$

The angle α was evaluated from (16) at 10 m above the surface. At this height α will be only slightly less than at the surface. Moreover, wind observations are frequently made some 10 m above the surface. The ranges $0.5 \cdot 10^3 < K_0 < 16 \cdot 10^3$ cm^2 sec^{-1} and $2 < K_1 < 20$ cm sec^{-1} were chosen. In all cases 10^{-4} sec^{-1} was assumed for the Coriolis para-

meter. Fig. 4 shows the results of the evaluation. Abscissas and ordinates are respectively K_0 and K_1, and each curve represents an integral value of α. It is seen that α increases with decreasing K_1 and increasing K_0. These results are consistent with the fact that α at the surface is 45° for the case of K = constant and zero surface wind. Most values of α are much less than 45°; in fact $\alpha \sim 15°$ to 25° for a very wide range of K_0 and K_1.

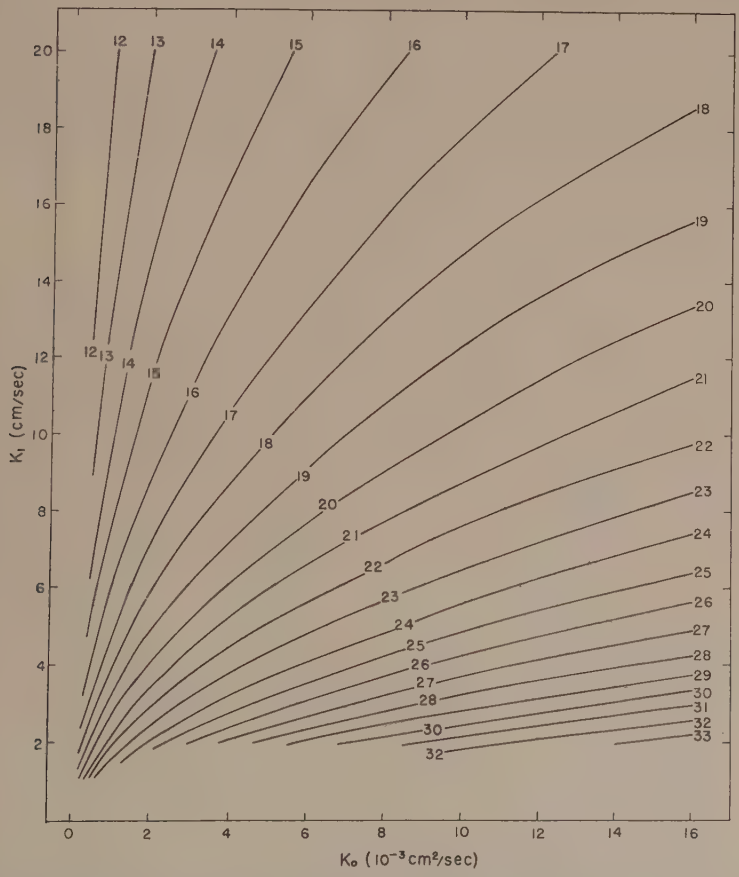


Fig. 4. Values of angle α between surface (10 m) and geostrophic wind directions for selected ranges of eddy viscosity at the surface (K_0), and its rate of increase with height (K_1)

The physical sense at lower levels of the solution (14) and (15) for the unbounded linear case is uncertain because K is in reality bounded. Moreover, the approach of this solution to geostrophic winds aloft is unrealistically gradual; in some cases several thousand meters are required before the wind attains the geostrophic direction. Some indication of validity at lower levels may be obtained by comparing the analytical

equilibrium values of α found from Fig. 4 with the apparent equilibrium values of the numerical integration. For $K_0 = 5 \cdot 10^3$ cm^2 sec^{-1} and $K_1 = 3$ cm sec^{-1}, the equilibrium α at 10 m from Fig. 4 is slightly more than 25°. From Fig. 1 the equilibrium α lies somewhere in the range 25° to 30°, which agrees reasonably with the analytical value. On the other hand, for $K_0 = 10^4$ and $K_1 = 32.7$ cm sec^{-1}, the equilibrium α may readily be calculated from (16) as 14°, while from Fig. 4, α under equilibrium promises to be much larger, perhaps in the range from 30° to 40°.

Hence α values agree in one case and disagree in another. It is doubtful if truncation errors would distort the solution near the surface negligibly in one case but drastically in another. More likely, the discrepancies represent real differences between an analytical solution based on a semi-infinite layer with unbounded eddy viscosity, and an analytical solution for a finite layer with bounded eddy viscosity.

IV. Relation to Observations

Fig. 5 shows resultant winds evaluated from six days of observations at O'Neill, Nebraska in August and September 1953. Solid lines are for consecutive hours from 4.5^h to 20.5^h and dashed curves for consecutive hours from 22.5^h to 2.5^h. Outstanding features, except near the surface, are a nocturnal wind maximum and a clockwise rotation of the end point of the resultant vector. Blackadar [2] has described these features as aspects of an inertial oscillation which is induced by a diurnal variation of turbulent frictional force. The abrupt variations of eddy viscosity chosen in the cases discussed above, simulate in a crude, qualitative way the actual variations. The hodographs of Fig. 1 show clockwise rotation and a nocturnal wind maximum associated with the resulting inertial oscillation. The reason for observed counterclockwise rotation at the surface is not at all obvious; however, the final case above, in which some counterclockwise rotation occurs in lower levels, suggests that certain initial conditions can be contributing factors. A wind distribution nearly at equilibrium for a fixed vertical distribution of eddy viscosity becomes an initial condition when the distribution of eddy viscosity changes, as it does rather abruptly near sunrise and sunset. A new equilibrium wind distribution which differs markedly from the old requires a marked vertical variation of the diffusion of momentum according to the final terms of (1) and (2), and the effect of these terms can dominate the clockwise effect of the Coriolis terms. Particle dynamics, applied at a fixed level using a frictional force varying with time but independent of conditions at other levels, leads more persistently, if not always, to clockwise rotation.

Observations show that the wind distribution below 100 m is in first approximation logarithmic. When stress is assumed invariant with height and eddy viscosity a linear function of height, the familiar logarithmic profile follows. The numerical solutions discussed above, based on an eddy viscosity which increases linearly in lower layers, also show an approximately logarithmic wind increase in the first 100 m.

V. Conclusion

The generality of the results reported here is restricted in several ways. Truncation errors may be serious where the velocity profile is badly non-linear. Only numerous additional integrations using differing height and time intervals can establish the magnitude of truncation errors, but the experience with analogous problems in heat conduction problems and the

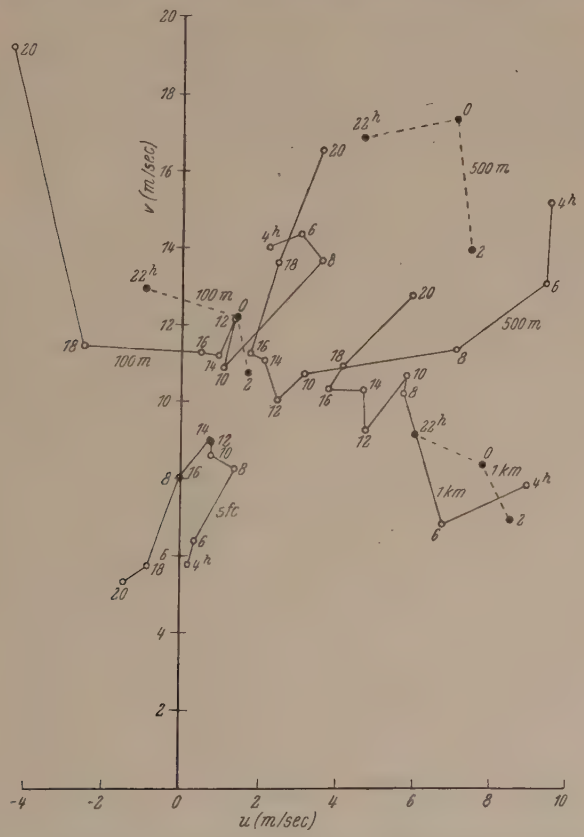


Fig. 5. Resultant winds for 9, 13, 19, 25, 31 August and 7 September 1953 at the surface (speed at 7 m, direction at 16 m), 100, 500, 1000 m (solid curves, open circles), and also resultant winds for 8—9, 13—14, 18—19, 24—25 August, 31 August—1 September, 7—8 September (dashed curves, solid circles). Numbers by points give time of day; observations taken 0.5 hours past hours indicated

reasonableness of the results indicate that the errors are not critical. The upper boundary condition, that the wind be geostrophic at 800 mb, is particularly arbitrary and must lead to distortions at higher levels. A method of deriving the geostrophic level would be most desirable. The particular eddy viscosity distributions chosen are limited in variety, as

are the initial conditions. It would be very desirable to use a plausible shear-dependent eddy viscosity, which leads to nonlinear equations of motion. Because of the asymptotic approach to equilibrium, the exact equilibrium values are to some extent indeterminate, but could perhaps be studied by a trial and error procedure.

The results may be summarized as follows:

An inertial oscillation with supergeostrophic winds results when eddy viscosity is reduced. Rotation of the end point of the wind vector is usually clockwise but in some layers can be counterclockwise. An equilibrium analytical solution based on a semi-infinite layer with unbounded eddy viscosity was at variance with the numerical results, casting further doubt on the reliability of such analytical solutions.

References

1. Möller, F.: Austausch und Wind. Met. Z. **48**, 69—80 (1931).
2. Blackadar, A. K.: Boundary Layer Wind Maxima and their Significance for the Growth of Nocturnal Inversions. Bull. Amer. Met. Soc. **38**, 283—290 (1957).

551.513

(Meteorological Office, Stanmore)

A Low Latitude General Circulation Model

By

A. H. Gordon

With 1 Figure

Summary. The primitive equations of motion are solved to find peak latitudes of families of trajectories of air moving from low latitudes towards the pole from a state of rest under the action of a constant meridional pressure gradient. The general case is discussed first and then calculations are applied to the 20° West meridian in January and July for the Northern Hemisphere.

The resulting mass transposition indicates that a belt of convergence should occur at about 32° N in January; this agrees well with the latitude of the axis of the mean sub-tropical high pressure belt at that time of year.

The nature of the climatological model in low latitudes suggested by the calculation is then discussed.

Zusammenfassung. Die vereinfachten Bewegungsgleichungen werden gelöst, um Scheitelbreiten für Trajektorienscharen der Luftbewegungen zu finden, die ausgehend von dem Ruhezustand unter Einwirkung eines konstanten meridionalen Druckgradienten polwärts gerichtet sind. Der allgemeine Fall wird diskutiert und es werden Berechnungen für den 20. westlichen Längengrad der Nordhemisphäre für Januar und Juli durchgeführt.

Der resultierende Massentransport zeigt, daß im Januar in 32° N ein Konvergenzgürtel auftreten sollte. Dies stimmt gut überein mit der geographischen Breite der Achse des mittleren subtropischen Hochdruckgürtels zu dieser Jahreszeit.

Schließlich wird die Form des klimatologischen Modells für niedere Breiten, das durch diese Berechnungen nahegelegt wird, diskutiert.

Résumé. Résolution des équations simpflifiées du mouvement pour déterminer l'origine des faisceaux de trajectoires des courants aériens qui, partant du repos, sont dirigés vers le pôle sous l'effet d'un gradient constant de pression méridien. Discussion du cas général; calcul pour le 20e méridien Ouest de l'hémisphère Nord en janvier et en juillet.

Le transport de masse résultant montre qu'il doit y avoir en janvier, a 32° de latitude Nord, une ceinture de convergence ce qui concorde bien avec la latitude de l'axe de la zone moyenne des hautes pressions subtropicales en cette saison.

Forme du modèle climatologique aux basses latitudes suggéré par ces calculs.

1. Introduction

One of the main and most important features of the general circulation is the belt of sub-tropical high pressure which spans both hemispheres of the globe.

This belt is fairly uniform during the winter but thermal heating forms relatively low pressure over the continents in summer. High level transport of air from land to sea as the summer season approaches distorts the belt and exaggerates the anticyclonic cells over the oceans. In winter the sub-tropical belt of high pressure covers land and sea alike.

An attempt has been made to explain the existence of the sub-tropical anticyclonic belt from elementary dynamical premises.

2. The Equations

It has been shown [*1*] that if air moves over the surface of the earth under the action of a pressure gradient force which is directed everywhere along the y axis it will move in a trajectory given by the solution of the equations of motion in the simplified form for flow applicable to a non-viscous atmosphere:

$$\left.\begin{aligned} \frac{du}{dt} - lv &= 0, \\ \frac{dv}{dt} + lu &= -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} = G, \end{aligned}\right\} \tag{1}$$

where the customary notation has been used and l is the Coriolis parameter.

If in the above equations we consider the pressure gradient force and the Coriolis parameter to be constant the resulting trajectories are members of the cycloid family. The generating rolling circles of the curves travel parallel to the isobars with the constant geostrophic velocity $\frac{G}{l}$ and the motion oscillates about this state with period $\frac{2\pi}{l}$. The constants differentiating members of the family are functions of the components of the initial geostrophic velocity. If these components are small, as they usually are in temperate latitudes, the trajectories approach the stream lines of geostrophic flow.

In low latitudes the Coriolis parameter is small and its influence on the motion is much less. Its rate of change with latitude, however, is large and cannot be neglected. Any integration of (1) for low latitudes must therefore take account of the increasing value of l, which must be expressed as a function of the co-ordinate y, if the solution is to be applicable.

As a first approximation we may do this by setting $l = \frac{2wy}{a}$ where a is the radius of the earth and the y-axis is directed towards the pole. The differential equations cannot be easily integrated to give trajectories but

a solution can be found for the special condition $v = 0$. This condition gives the amplitude of the trajectory together with the value of maximum westerly velocity U at the peak of the curve.

The solution for this condition for air starting from rest from a parallel of latitude Y_0 is given by

$$(Y_A + Y_0)\sqrt{Y_A - Y_0} = \frac{a}{\omega}\sqrt{2\,G} \tag{2}$$

and

$$U_A = \sqrt{2\,G\,(Y_A - Y_0)} \tag{3}$$

If the air starts from the equator we may set $Y_0 = 0$ and (2) reduces to

$$Y_A = \sqrt[3]{\frac{2\,G\,a^2}{\omega^2}} \tag{4}$$

while (3) reduces to

$$U_A = \sqrt{2\,G\,Y_A} \tag{5}$$

Equation (4) shows that the amplitude of the trajectory is a function of the cube root of the pressure gradient force.

If we substitute in (4) a value of $G = 10^{-3}$ meters/sec.$^{-2}$ which is equivalent to a contour gradient of approximately 200 feet or 60 meters for each 5 degrees of latitude, we obtain

$$Y_A = 22^\circ \text{ latitude} \qquad U_A = 70 \text{ m/sec}$$

We may express the simplified form of the equations of motion in spherical polar co-ordinates instead of Cartesian co-ordinates in order to see if significant errors are introduced from the use of flat earth co-ordinates.

Thus (1) becomes

$$\left.\begin{aligned} \ddot{\lambda}\cos\varphi - 2\,(\dot{\lambda} + \omega)\,\dot{\varphi}\sin\varphi &= 0 \\ \ddot{\varphi} + \sin\varphi\cos\varphi\,\dot{\lambda}\,(\dot{\lambda} + 2\,\omega) &= \frac{G}{a} \end{aligned}\right\} \tag{6}$$

where λ denotes longitude.

The solution of (6) for the special condition $\dot{\varphi} = 0$ is, where the air starts from rest

$$\frac{2\,G}{\omega^2\,a}(\varphi_A - \varphi_0) = \frac{[(\cos\varphi_0 - \cos\varphi_A)\,(\cos\varphi_0 + \cos\varphi_A)]^2}{\cos^2\varphi_A} \tag{7}$$

where φ_A and φ_0 are the respective latitudes of the peak and starting point of the trajectories respectively.

The velocity U_A at the peak of the trajectory is given by the formula

$$U_A = 2\,Ga\,(\varphi_A - \varphi_0) \tag{8}$$

If we set $\varphi_0 = 0$ as in the previous case

$$\varphi_A = 22^\circ$$

and $U_A = 70$ m/sec.

and it is confirmed that the values previously given by (4) and (5) were unaffected by significant errors arising from the flat earth hypothesis.

If we substitute values of G in (7) in multiples of 10^{-3} m/sec^2 we obtain values for φ_A as shown in Table I.

Table I. *Latitude of peak of trajectory as a function of G and the original latitude when the air starts from rest*

G m/sec^{-2} \ Y_0	0°	5°	10°	15°	20°	25°	30°	35°	40°	45°	50°	55°	60°	70°	80°
$^1/_{16} \times 10^{-3}$	7	7	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
$^1/_8 \times 10^{-3}$	9	9	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
$^1/_2 \times 10^{-3}$	14	15	15	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
1×10^{-3}	22	21	21	23	25	29	33	37	42	47	52	56	61	71	81
2×10^{-3}	27	26	26	27	29	32	35	39	44	48	53	57	62	72	82
3×10^{-3}	31	30	30	30	32	34	37	41	46	50	55	58	63	73	83
4×10^{-3}	34	33	33	33	34	36	39	43	48	51	56	59	64	74	84

It was further shown [*1*] that any family of trajectories for a given value of G computed numerically from eq (1) by means of approximating different values of l over small intervals of latitude converge as they approach their peak latitudes. This can be clearly seen from Table I. If G is not constant the trajectories will converge, or diverge, according to the distribution of that parameter with latitude. The argument was then developed [*1*] to illustrate the relation between the theoretical trajectory patterns, and the known mean pressure field in equatorial and sub-tropical latitudes.

3. The Model

We may imagine a uniformly barotropic atmosphere with horizontal pressure surfaces. We have not at this stage introduced a source of heat. The surface pressure will then be the same everywhere. Upon this imaginary barotropic atmosphere we introduce a heat source such that radiative equilibrium is attained instantaneously and the atmosphere at once assumes the temperature distribution appropriate to its mean value. The immediate result will be baroclinity in the form of a poleward directed contour gradient equivalent to the thermal wind gradient. The gradient will increase with height until the accumulative effect of the cold upper troposphere over the equator becomes felt.

An estimation of the convergence of the resulting theoretical trajectories in the northern hemisphere was made following upon the substitution of values calculated from the mean temperature distribution of the atmosphere as given by cross-sections along the 80th meridian. The theoretical estimation indicated that convergence should occur broadly bet-

ween latitudes 10° N and 25° N with a maximum at about 17½° N and divergence broadly between 10° S and 10° N [2, 3].

The above purely theoretical results given by the highly idealized model described agree quite well with the observational calculations of the convergence and divergence of mean vector surface winds over the oceans. Latitudinal profiles of the mean convergence and divergence over the oceans have been drawn from values calculated from a vast number of ships' observations covering a period of many years. These profiles show divergence between 10° N and 25° N with a maximum at about 17½° N and convergence between 10° S and 10° N.

The field of convergence and divergence at the surface as given by mean vector wind observations are of course of opposite sign to the field of convergence and divergence at upper levels suggested by the theoretical model described. One must balance the other since the mean pressure at the surface is a constant value for any given month. A circulation process may thus be visualized which fits a family of upper level converging trajectories with the observed surface distribution of pressure and of divergence.

Let us consider our idealized baroclinic atmosphere at the moment it is created. The air will commence to move polewards away from equatorial latitudes. The meridional motion will increase with height because the gradient of mean air temperature increases with height. The meridional transfer of mass aloft will result in a decrease of surface pressure at the surface and this will soon cause a meridional flow at the surface in the reverse direction. Eventually a balance will be reached where a belt of rather low surface pressure extends around the thermal equator where the air is diverging aloft and a belt of rather higher surface pressure where the trajectories converge. The well known circulation model is then established as shown in Fig. 1. The air rises in the doldrum zone and moves polewards aloft descending in the sub-tropics and returning to the equatorial belt in the lower layers as a result of friction and surface meridional flow.

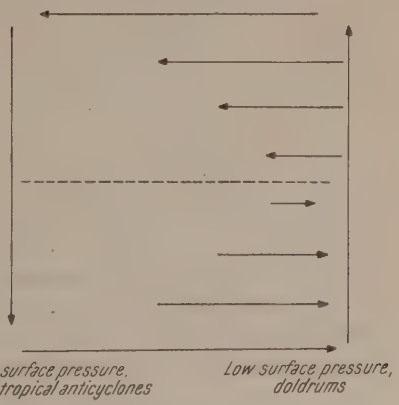


Fig. 1. Model of final state mean circulation in low latitudes (Hadley Cell)

The final balanced state of this idealized baroclinic atmosphere becomes the observed climatological state marked by the doldrum belt, the sub-tropical anticyclonic belt and the trades. The doldrum belt of low pressure and the sub-tropical belt of high pressure may be attributed to the lag in the circulation process which is marked by thermodynamic divergence over the heat source and dynamic convergence at the

latitudes where meridional motion of the trajectories tends to vanish. The ultimate question then arises to what extent the intensities and latitudinal positions of the main surface pressure features are controlled by variations in the vigour of this circulation process, that is, by variations in the thickness gradient in these regions. It will be simpler and useful to concentrate on the features over the North Atlantic Ocean since the climate and weather of Western Europe are more closely related to the state of the atmosphere over that part of the earth's surface. Any relationships in the general circulation which are found to exist within this sector of the globe could no doubt also be applied to other regions of the earth.

The problem may be regarded by considering the circulation process in three stages. The first is the mean seasonal climatological process as derived from a study of climatological data averaged over a period of the order of about 30 years. The second stage is the 'climat' process derived from data averaged over any individual month. The third is the synoptic process occurring within a period of about a day. The first of these processes only will be discussed here.

The mean climatological process is of fundamental importance since cause effect relationships and reactions may be deduced more easily. Changes in the average values of elements from one month to the next, or one season to the next represent real physical changes which can be measured and, to some extent, related with each other, and the physical processes which link them postulated.

Thus an examination of the relative mean positions of the axes of the sub-tropical anticyclones and the doldrums over the oceans shows a regular systematic movement north and south with the seasonal progression of the sun. In the North Atlantic Ocean the range of movement is 13 degrees of latitude for the doldrum belt and 8 degrees for the anticyclonic belt. The doldrums fluctuate from 1° S latitude in February to 12° N latitude in June to November inclusive. The sub-tropical anticyclonic belts fluctuate in sympathy from 28° N latitude in March to 36° N latitude in August and September. It is clear that the two phenomena are related. It may be assumed that the doldrum belt of low pressure is associated with the thermal equator which forms at the latitudes where the heat absorbed by the lower troposphere is greatest. Can we postulate a mechanism to explain the observed sympathetic movement of the high pressure belt? In particular can we explain it in terms of the convergence of trajectories already discussed? One sign which points to such a conclusion is the fact that the difference between the latitudes of the axes of the two belts is greatest when the latitude of the doldrum belt is nearest the equator and least when the doldrum belt reaches its highest latitude. This is in agreement with the convergence indicated by Table I.

Following the argument of assuming a uniformly heated barotropic atmosphere the first stage of the problem may be treated with the aid of seasonal charts of the average total thickness patterns, or heights above 1000 mbs. of standard isobaric surfaces over the globe. These may be taken for convenience as 700 mb, 500 mb, 300 mb, 200 mb, 150 mb and

100 mb. Higher levels should be included if and when the data become available. We will consider the thickness gradient along a chosen meridian lying over the North Atlantic Ocean so that it is representative of the pure seasonal climatological process but remains relatively unaffected by the geographical influences of adjacent continents. The 20° W meridian is suitable in this respect and it lies within reasonable proximity of Western Europe so that any conclusions drawn can be related to the known climatic patterns existing within the vicinity of the Western European seaboard.

The amplitudes of the trajectories given by Table I are dependent on the two parameters l and G. It is important to know the relative effect of each. This may be determined from (7) by calculating the value of G required to produce a trajectory of constant amplitude for differing values of l. In Table II it is assumed that unit value of G produces an amplitude of 5° latitude for a trajectory starting from the equator. The remaining values are the multiples of G required to produce a trajectory of similar amplitude for trajectories starting from successive 5° parallels of latitude.

Table II. *Relative Pressure Gradient Force required to produce 5° amplitude at different latitudes*

Latitude	G	Successive Ratios
0—5	1	
5—10	8.3	8.3
10—15	24.4	3.0
15—20	47.3	2.0
20—25	77.5	1.64
25 30	111	1.43
30—35	153	1.38
35 40	200	1.31
40—45	250	1.25
45—50	300	1.21
50—55	356	1.18
55 60	427	1.16

It will be noted from Table II that the G values necessary to produce unit 5° amplitude increase rapidly with latitude. They increase over four hundred fold between 0—5° and 55—60°. A comparison of Tables I and II shows that the latitude factor is of greater importance in determining amplitude in very low latitudes while in high latitudes the pressure gradient factor is the more important.

Table III gives the total average meridional thickness gradients for the 20° W meridian from the equator to 80° N in January and July. They have been computed from data supplied by the Upper Air Branch of the British Meteorological Office. An examination of these gradients shows that they are generally much greater in winter than in summer. In winter there is little gradient from 0°—10° N. It increases at all levels from 10° N—20° N and then remains relatively the same until 30° N—40° N where it again increases at all levels. There is a sharp decrease between 40° N and 50° N after which it again increases reaching an extreme at the 100 mb. level at 60° N—70° N.

In summer there is very little gradient south of 20° N. It subsequently increases reaching a maximum at 50°—60° N after which it slowly decreases as the pole is neared.

Now we may examine the values given by Table III in the light of Table I for convergence of trajectories along the lines discussed. We remember that a contour gradient of 200 feet per 5° latitude is roughly equivalent to a value of G of 1×10^{-3} m/sec.$^{-2}$. The results of such an examination are given in Table IV. The method of computation was illu-

strated in [1]. The figures represent the total relative convergence or divergence at various latitudes which would occur with the existing average thermal field if the surface pressure was quite uniform that is, if the thickness and contour patterns were identical. The total figures have been obtained by weighting the figures for the different layers. The units are relative only but they may be regarded as representing mass displacements polewards in hundreds of millibars times degrees of latitude for each ten degree belt of latitude centered about 10°, 20°, 30° etc.: disregarding compensatory motion.

A positive sign means relative convergence, increase of mass, and a negative sign relative divergence, or decrease of mass.

Table III. *Average total meridional thickness gradient in feet above 1000 mbs. of isobaric surfaces along 20° W in January and July*

mb.	0°–10° N	10°–20° N	20°–30° N	30°–40° N	40°–50° N	50°–60° N	60°–70° N	70°–80° N
				January				
700	18	137	103	154	87	307	309	377
500	50	234	232	316	200	517	471	522
300	25	553	453	758	372	689	716	694
200	25	651	629	816	511	608	853	791
150	−6	639	641	804	520	432	1020	847
100	126	483	485	549	442	354	1176	964
				July				
700	−17	17	51	86	157	151	138	137
500	−13	33	84	183	270	296	260	177
300	−8	81	158	159	366	566	407	201
200	11	81	139	346	396	566	387	182
150	11	67	85	359	258	414	290	141
100	50	9	−72	166	−35	161	153	82

Table IV. *Relative initial state convergence and divergence along the 20° W meridian for January and July (smoothed values — positive sign mass increase and negative sign mass decrease)*

Latitude	0	10	20	30	40	50	60	70
January		−28	−10	+14	+4	0	0	0
July		0	0	−2	−4	0	−4	−4

If we consider January first we see that the profiles show divergence in the equatorial zone and convergence in the sub-tropical zones with a maximum at 30° N. This is in close agreement with the actual surface pressure distribution as shown by the equatorial low pressure belt and sub-tropical anti-cyclone. The axis of the sub-tropical anticyclone at 20° W in January is, in fact, at 33° N. The evidence points to the idea that the winter sub-tropical anticyclone is formed in this way by the convergence of air at upper level caused by the poleward directed thermal

gradient. This effect circles the globe in winter although the position of the anticyclone will vary from meridian to meridian since the thermal gradient itself will vary by virtue of geographical considerations.

In summer the convergence-divergence pattern decreases in magnitude and shifts northward. There is divergence up to 50° N latitude and convergence further north. It is obvious that this profile does not agree with the average pressure profile in July along 20° W. The actual profile shows a more intense sub-tropical anticyclone in summer than in winter. But is the North Atlantic summer anticyclone really sub-tropical in the sense of the winter one?

If we examine a continental pressure profile for July instead of an oceanic one it is seen that there is much closer agreement with Column 2 of Table IV. As one progresses eastwards across the Eurasian Continent the pressure profiles along any meridian show less and less tendency towards an anticyclonic ridge. The same tendency is evident over the North American continent. This evidence leads to the conclusion that the Northern Hemisphere summer oceanic anticyclones are caused mainly by the land-sea exchange of air, that is, by the zonal thermal gradient which is at this season stronger than the meridional gradient. This conclusion is borne out by the fact that in the Southern Hemisphere the oceanic subtropical anticyclones are much more intense in the southern winter. The geographical considerations involving a land-sea mass transfer are much less important. The Southern summer oceanic anticyclones may therefore be true counterparts of the winter ones. In the Southern Hemisphere the meridional thickness profiles would not vary nearly so much from winter to summer as they do in the Northern Hemisphere and both summer and winter anticyclones may thus be formed in the same basic way. In the Southern Hemisphere the winter anticyclones are re-enforced to some extent by land-sea air mass transfer but this transfer occurs as part of the flow across the meridional thermal gradient.

It is to be expected that net convergence will give rise to a belt of higher pressure in the area over which the convergence takes place, and contrariwise for divergence. Convergence aloft is, in fact, a necessary condition of the SUTCLIFFE anticyclonic development model which is used in forecasting techniques in the British Isles today. Likewise, divergence aloft over the doldrum belt corresponds to the SUTCLIFFE cyclonic development model. Now these models are identified by the sign of the relative divergence and of the vertical motion between the surface and some fixed upper level rather than by the sign of the net surface pressure change or by the sign of the vorticity of the surface pressure pattern. However, in forecasting technique we are inclined to say that the anticyclonic development model is usually associated with an anticyclonic pressure pattern and that cyclonic development is usually associated with a cyclonic pressure pattern. This idea may also be applied to a climatological model of the general circulation.

A fundamental concept of the SUTCLIFFE development ideas is that the surface pressure is a small residual of the net divergence and conver-

gence occurring throughout the air column considered. Mathematically, we may state that

$$\int_{p}^{0} \text{div}\, V\, dp = 0 \qquad (9)$$

Although synoptically we may be allowed to say that initial anticyclonic development may also be associated with rising pressures and initial cyclonic development with falling pressures the basis of the models is that the net surface pressure change is nil.

Climatically, this is obviously true since the mean monthly pressure values are constants. The Sutcliffe development models can therefore be applied to climatic models with less restraint than is frequently exercised when they are applied to synoptic models.

4. Conclusion

We have seen that if the net surface change of pressure is zero any convergence or divergence occurring at one or other of the boundary levels of the vertical column must be counterbalanced by a corresponding convergence or divergence at the opposite boundary. Thus convergence initiated at the upper boundary must be balanced by divergence at the lower boundary and vice-versa. The former state corresponds to the anticyclonic model and the latter to the cyclonic model.

It has been seen that maximum surface divergence over the North Atlantic Ocean occurs at about 17° N. and maximum upper level convergence is indicated at about 30° N.

The former value, however, refers to mean divergence across the whole North Atlantic Ocean at that parallel while the latter refers to the 20° W meridian only. It is also clear that total divergence is the sum of the divergence occurring at all levels below the level of non-divergence. The divergence of surface winds may be only a proportion of this total divergence. Although the divergence of mean vector surface winds is not greatest in the centre of the sub-tropical ridge at about 32° N it is probably that net divergence is greatest at that latitude. In fact, the levels of both maximum convergence and divergence will vary with latitude.

Our anticyclonic development model may therefore be regarded to exist at the latitude where relative divergence is of greatest negative value, that is, in the middle of the sub-tropical ridge. Contrariwise our cyclonic model may be regarded to exist at the latitude where relative divergence has its greatest positive value, that is, in the middle of the equatorial pressure trough.

We have seen therefore how the climatic model is brought into being. The process starts with the formation of the equatorial trough and the upper out flow of air from within this trough. The trough is caused directly by heating from the high equatorial sun. As the sun moves slowly northwards and southwards the lagging equatorial trough follows. The outflowing air flows polewards, deviating to the right as it does so as a result of the Coriolis force. The trajectories of the upper air flow converge in

sub-tropical latitudes and descend in an area of SUTCLIFFE anticyclonic development, the semi-permanent sub-tropical ridge.

This is the climatological process. Can this mean process be applied to shorter periods than the long-term decadal periods upon which climatic averages are based? In particular can they be applied to periods of the order of a month which form the basis of the CLIMAT charts which are now drawn regularly as a routine measure in a number of meteorological services? If they can a tool for long range forecasting might be unsuspectedly present.

The advent of electronic computing machines has made such a tool far more useful than at any other period of meteorological thought when the transfer of ideas to numerical results could only be brought about by months of tedious calculations.

I am indebted to the Director General of the Meteorological Office for permission to publish this paper.

References

1. GORDON, A. H., and P. M. SHAW: Application of Particle Dynamics to Derive a General Circulation in Low Latitudes. Arch. Met. Geoph. Biokl. A, **6**, 319—333 (1954).
2. RIEHL, H.: Tropical Meteorology. London: McGraw Hill. 1954.
3. GORDON, A. H.: The Seasonal Fluctuations in the Belts of Maximum Convergence and Divergence in the North Atlantic Ocean. Quart. J. Roy. Met. Soc. **77**, 302 (1951).

501.508.71:551.501.42:681.143

(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Zur Frage des Ersatzes psychrometrischer Tafeln durch Rechenschieber

Von

Heinrich Greinacher

Zusammenfassung. Nach der zur Berechnung der relativen Feuchtigkeit aus Psychrometerablesungen aufgestellten Sprungschen Formel sind graphische Tafeln in verschiedenen Ausführungen hergestellt worden. Um das Ableseverfahren zu vereinfachen, ist auch versucht worden, diese zweidimensionalen Darstellungen durch einen einfachen Rechenschieber zu ersetzen; doch müßte in diesem Fall die Psychrometerformel die Bedingung erfüllen $R = 100\ f(t')/f(t)$ (t = Trockentemperatur, t' = Feuchttemperatur), was die Sprungsche Formel nicht tut. Es läßt sich nun eine andere Formel aufstellen, mit deren Hilfe man schon mit einer mäßigen Annäherung auskommt, wenn man die Skaleneinteilung für R (bzw. log R) etwas korrigiert und Abweichungen bis zu 2½% in Kauf nimmt.

Summary. According to Sprung's formula for obtaining the relative humidity from psychrometer-readings, graphs have been produced. For simplifying the method of reading it has been tried to replace the two-dimensional arrangement by a simple slide rule; in this case the psychrometric formula should correspond to the equation $R = 100\ f(t')/f(t)$ (t = dry temperature, t' = wet bulb temperature), which is not fulfilled by Sprung's formula. Another formula is therefore here developed, leading to a satisfactory approximation, provided that the division of the R-scale be somewhat modified and differences be allowed up to 2½%.

Résumé. Pour déduire l'humidité relative des observations psychrométriques on emploie généralement la formule de Sprung ou des tableaux graphiques en diverses formes reposant sur celle-ci. Pour simplifier la procédure de lecture on a aussi essayé de remplacer ces représentations bi-dimensionelles par un simple curseur. Dans ce cas la formule psychrométrique devrait remplir la condition $R = 100\ f(t')/f(t)$ (t = température sèche, t' = température mouillée), ce qui ne correspond pas à la formule de Sprung. Pour cette raison, on a développé une autre formule qui permet une approximation suffisante à condition que l'on corrige légèrement l'échelle pour R et qu'on admet des écartes jusqu'a 2½%.

Bezeichnet man den Partialdruck des in der Luft vorhandenen Wasserdampfes mit e und den Sättigungsdruck bei der gegebenen Temperatur t mit E, so ist die relative Feuchtigkeit gegeben durch

$$R = 100 \frac{e}{E} \%. \tag{1}$$

e ergibt sich aus der Trocken- und Feuchttemperatur t und t' des Psychrometers nach der allgemein verwendeten Sprungschen Formel zu

$$e = E' - 0{,}5 \cdot \frac{b}{755} \cdot (t - t'). \tag{2}$$

Hierbei bedeutet E' den Sättigungsdruck bei t' und b den Barometerstand in mm Hg. Für R ergibt sich somit

$$R = 100 \frac{E' - 0{,}5 \frac{b}{755} (t - t')}{E} \%. \tag{3}$$

Da die Höhe des Luftdruckes für Orte in der Nähe des Meeresniveaus nur eine relativ geringe Rolle spielt, wird der Einfachheit halber R gewöhnlich zunächst für einen (in der Nähe des Normaldruckes von 760 mm Hg gelegenen) Druck von $b = 755$ mm berechnet, d. h. die vereinfachte Sprungsche Formel verwendet:

$$R = 100 \frac{E' - 0{,}5\,(t - t')}{E} \%. \tag{4}$$

Je nach dem Genauigkeitsbedarf kann dann an dem erhaltenen Wert eine Korrektur angebracht werden, die für größere Höhen beträchtliche Werte annehmen kann!

Um Rechnungen zu vermeiden, hat man auch fertige psychrometrische Tabellen und graphische Tafeln hergestellt. Da R eine Funktion der beiden Variabeln t und t' ist, kann der Zusammenhang folgendermaßen dargestellt werden. Man trägt t und t' als Koordinaten auf und zeichnet die Kurven konstanter Feuchtigkeit (die Isohygren), etwa in Abständen von 5 zu 5%, ein. Es läßt sich dann für irgend zwei zusammengehörige Werte von t und t' die Größe von R ablesen. Es hat sich als zweckmäßig erwiesen, ein schiefwinkliges Koordinatensystem zu verwenden und t sowie t' in einem solchen Verhältnis aufzutragen, daß für die Isohygre von 100% Feuchtigkeit eine horizontale Gerade herauskommt. Eine solche Tafel (aufgestellt von Köppen und Aselmann) ist von der Deutschen Seewarte Hamburg herausgegeben worden.

Als Koordinaten können aber nach H. Uttinger [*1*] (Schweizerische Meteorologische Zentralanstalt) auch t und R gewählt werden. In diesem Falle sind die Kurven mit konstantem t' (etwa von Grad zu Grad) einzuzeichnen. Die t'-Isothermen beginnen für $R = 100\%$ naturgemäß alle bei den t-Werten. In der Psychrometertafel der Firma Haenni-Jegenstorf ist nach E. S. Stucki und H. Uttinger [*2*] dieses Verfahren dahin abge-

ändert worden, daß statt der Parallelkoordinaten Polarkoordinaten verwendet werden. Als Winkel ist t und als Radius R aufgetragen. Durch Verwendung eines drehbaren Zeigers, auf dem die R-Teilung angebracht ist, gestaltet sich hier die Ablesung besonders bequem und einfach.

Der Vollständigkeit halber erwähnen wir noch eine dritte Möglichkeit der Darstellung. Diese besteht darin, daß man t' und R als Koordinaten verwendet und die t-Isothermen aufträgt. Diesem Verfahren dürfte indessen keine praktische Bedeutung zukommen.

Führt man die sogenannte psychrometrische Differenz $\Delta = t - t'$ als Variable ein und verwendet diese mit zur Herstellung von Psychrometertafeln, so ergeben sich außer den obgenannten drei Verfahren noch weitere 6 Möglichkeiten der Darstellung; ihre Anwendung dürfte jedoch kaum von praktischem Wert sein, da sie ja immer erst die Bildung der Differenz Δ als zusätzliche Operation erfordert.

Allen diesen Verfahren gemeinsam ist nun der Umstand, daß entsprechend der Abhängigkeit des R von zwei unabhängigen Variabeln eine Ablesetafel, also ein zweidimensionales Gebilde verwendet werden muß; dies ist auch bei einer von H. BONGARDS [3] angegebenen Varianten der Fall. Es ist daher verständlich, wenn man schon bald versucht hat, das Ableseverfahren durch Anwendung eines eindimensionalen Gebildes zu vereinfachen und die Tafeln durch eine Rechenschiebervorrichtung zu ersetzen. Dies ist nach M. ROBITZSCH [4] möglich, wenn man die Ablesung auf zwei Rechenschieberoperationen verteilt. Zunächst wird e nach der oben gegebenen Formel (2) als algebraische Differenz von E' und $0{,}5\,(t - t')$ bestimmt, indem auf der einen Teilung des Schiebers E' (Beschriftung t') und auf der anderen $0{,}5\,(t - t')$ (Beschriftung Δ) aufgetragen ist. Auf zwei weiteren Schieberteilungen befinden sich dann die Werte von $\log e$ und $\log E$. Als Differenz erhält man dann gemäß (1) die Feuchtigkeit R. Die zweite Operation ist auch von W. KÜHN [5] beschrieben worden.

Auf ein weiteres Verfahren hat mich Herr P. ACKERMANN brieflich hingewiesen. Man trennt dabei, ähnlich wie bei ROBITZSCH, die Beziehung (4) in zwei Teile, nicht aber wie dort in Zähler und Nenner, sondern in die beiden Summanden

$$A = 100\,\frac{E' + 0{,}5\,t'}{E} \quad \text{und} \quad B = -100\,\frac{0{,}5\,t}{E}, \tag{5}$$

und geht nun folgendermaßen vor. Man bringt auf einem Rechenschieber vier Teilungen a, b, c, d, an. a und d befinden sich auf dem oberen und unteren festen Teil des Schiebers, b und c oben und unten auf der Zunge. Auf a wird $\log (100\,E' + 50\,t')$ aufgetragen (Beschriftung: t'), auf b: $\log E$ (Beschriftung: t), auf c: $50\,t/E$ und auf d: $100\,E' + 50\,t'$. Man bringt nun t und t' der Teilungen a und b zur Deckung und liest mittels eines auf der Zunge angebrachten Pfeiles auf d den Wert von $100\,E' + 50\,t'$ ab. Gleichzeitig entnimmt man $50\,t/E$ auf c gegenüber dem t der Skala b. Die Subtraktion der Ablesungen d und c, die im Kopf auszuführen ist, ergibt sodann das gesuchte R. Wie ersichtlich, kommt man zwar mit einer einzigen Schiebereinstellung aus, man gelangt aber erst mittels einer zusätz-

lichen Operation zum Ziel. Dies ist nicht verwunderlich, da eben die Form der Sprungschen Formel die Möglichkeit eines Rechenschiebers mit direkter Ablesung nicht zuläßt.

Man kann sich nun fragen, welche Eigenschaft die psychrometrische Formel besitzen müßte, damit man mit einem einfachen Rechenschieber auskommt. Offenbar sollte sich R durch das Verhältnis einer nur von t' abhängigen und einer nur von t abhängigen Funktion darstellen lassen. Es müßte also sein

$$R = 100 \cdot \frac{f(t')}{F(t)}\,\%\,.$$

Da ferner stets für $t' = t$ der Wert $R = 100\%$ herauskommen muß, so müssen $f(t)$ und $F(t)$ identisch sein, woraus folgt

$$R = 100 \cdot \frac{f(t')}{f(t)}\,\%\,. \tag{6}$$

Der Rechenschieber erhält damit sowohl auf dem festen als auf dem beweglichen Teil dieselbe Teilung, entsprechend $\log f(t)$, im einen Fall mit der Beschriftung t', im anderen mit t. Auf einer dritten Skala ist $\log R$ (Beschriftung R) aufgetragen. Indem man nun die Teilstriche für t und t' zur Deckung bringt, kann man auf der dritten Skala ohne weiteres R ablesen. Es kommt daher darauf an, ob sich eine Funktion $f(t)$ angeben läßt, die zu annähernd denselben Werten wie die Sprungsche Formel führt. Statt einen solchen analytischen Ausdruck aufzusuchen kann man aber auch versuchen, durch Ausprobieren zu einer brauchbaren Schieberteilung zu gelangen.

Eine solche Teilung weist z. B. der Rechenschieber auf, der dem Schleuderpsychrometer der Gherzi Textil Organisation in Zürich beigegeben ist. Die Skala umfaßt hier den Bereich von 7° bis 40°, und die Teilungsfunktion läßt sich durch das Exponentialgesetz $a\,(1 - e^{-\lambda\,(t\,-\,7)})$ wiedergeben, wo a und λ passend gewählte Konstanten sind. Würde dieser Ausdruck dem Logarithmus der durch die Bedingung (6) geforderten Funktion $f(t)$ entsprechen, so müßte sich die R-Teilung berechnen lassen gemäß

$$\log \frac{R}{100} = \log f(t') - \log f(t), \tag{7}$$

im vorliegenden Falle somit nach

$$\log \frac{R}{100} = a\,(e^{-\lambda\,(t\,-\,7)} - e^{-\lambda\,(t'\,-\,7)})\,.$$

Dies trifft nun auf dem Gherzi-Rechenschieber nur annähernd zu, insbesondere im Bereich der niedrigen Werte von R sind die Strichabstände kleiner gewählt. Es ist ein gewisser Ausgleich getroffen, so daß die Abweichungen, die sich gegenüber den Werten der vereinfachten Sprungschen Formel ergeben, möglichst klein sind. Sie bewegen sich im dargestellten Bereich von 20 bis 100% Feuchtigkeit tatsächlich auch nur zwi-

schen 0 und $2\frac{1}{2}\%$. In Anbetracht des Umstandes, daß den psychrometrischen Messungen vielfach eine beschränkte Genauigkeit zukommt, ist daher die Leistungsfähigkeit eines solchen Rechenschiebers für viele, namentlich für technische Zwecke, völlig ausreichend.

Abschließend seien folgende Resultate zusammengefaßt:

1. Ein psychrometrischer Rechenschieber kann hergestellt werden, indem man eine Temperaturfunktion $f(t)$ aufsucht, welche die Bedingung (6) erfüllt, die somit zu angenähert denselben Werten wie die (vereinfachte) Sprungsche Formel führt. Die Teilung der R-Skala ist dann eindeutig festgelegt durch die Beziehung (7).

2. Man kann indessen zu einem brauchbaren Rechenschieber schon mit einer Schieberteilung gelangen, die der Beziehung (6) nur unvollkommen entspricht; die R-Skala weicht dann entsprechend von der Bedingung (7) ab und ist empirisch zu eichen.

Literatur

1. Uttinger, H.: Met. Z. **56**, 390 (1939).
2. Stucki, E. S. und H. Uttinger: Haenni-Nachrichten Nr. 14. Jan. Febr. 1948.
3. Bongards, H.: Feuchtigkeitsmessung, 1926, S. 309.
4. Robitzsch, M.: Met. Z. **41**, 318 (1924).
5. Kühl, W.: Met. Z. **41**, 319 (1924).

551.508.85

Betriebserfahrungen mit dem Berliner Wetter-Radargerät

Von

G. Malkowski, Berlin

Mit 3 Textabbildungen

Zusammenfassung. Es wird über erste Betriebserfahrungen mit dem im Juli 1957 eingesetzten Wetter-Radargerät der *Freien Universität Berlin* berichtet.

Summary. First experiences of operation of a weather radar station applied by the Free University of Berlin since July 1957 are communicated.

Résumé. Rapport sur les premières expériences faites avec le dispositif radar de l'Université libre de Berlin installé en juillet 1957.

Am 5. Juli 1957 wurde im Meteorologischen Institut der *Freien Universität Berlin* das zweite deutsche Wetter-Radargerät in Betrieb genommen. Das erste Gerät dieser Art wurde von der DVL zu Anfang des Jahres in Essen/Mülheim eingesetzt. Bei dem Berliner Gerät handelt es sich um ein im X-Band (~ 3 cm Wellenlänge) arbeitendes Schiffsradargerät vom Typ Decca 45, das von Telefunken umgebaut wurde. Die wichtigsten technischen Daten ersieht man aus der folgenden Zusammenstellung:

Sendeleistung (Spitze) ..	20 kW	Antennenumdrehung ..	6 U/min
Magnetron-Frequenz ...	9362 MHz	Impulsdauer	1 µsec
Antennengewinn	42 db	Impulsfolge	500 Hz
Bündelung horizontal ..	0,5°	Empfängerempfindlichkeit	14,5 db
Bündelung vertikal	1,9°	Meßbereiche 25, 50, 100, 200 km	

Die Drehantenne des Gerätes steht auf einem 23 m hohen Stahlturm im Garten des Instituts auf einer 2 m hohen geräumigen Kabine, die den Sender, den Antennenantriebsmechanismus sowie den Klystronempfangsteil mit dem ZF-Vorverstärker enthält. Der Hauptempfänger mit dem Sichtgerät und den Bedienungsknöpfen befindet sich in einem Nebenraum des Analysenraumes, unmittelbar neben dem Platz des diensthabenden Meteorologen. Der 50 Hz/1000 Hz-Umformer mußte wegen der starken

Geräuschentwicklung im Keller Platz finden. Anfang September wurde noch eine Vertikalschwenkeinrichtung für die Antenne eingebaut, die es gestattet, den Höhenwinkel der Antenne (= Winkel zwischen Horizontaler und Strahlachse) zwischen — 4° und + 7° zu verändern. Die Darstellung der Rückzeichen (Echos) erfolgt auf einem PPI-Schirm, d. h. in Polarkoordinaten r/φ (φ bezogen auf 0 = Nord, siehe [*1*, *2*]). Der Bildschirm hat einen Nutzdurchmesser von 28 cm und leuchtet zusammen mit dem vorgesetzten Farbfilter, das die Peilfäden trägt, gelb. Für Registrier- und Forschungszwecke wurde in der Institutswerkstatt eine Photographiereinrichtung gebaut, die vor den Bildschirm geklappt werden kann. Zwei Kameras erlauben Einzel- und Laufbildaufnahmen, wobei Datum, Höhenwinkel und Uhrzeit automatisch mitphotographiert werden.

Bekanntlich besteht das Radarprinzip im Aussenden sehr kurzer HF-Impulse, die scharf gebündelt in den Raum laufen und deren Energie an Hindernissen derart gestreut wird, daß auch ein Teil derselben abgeschwächt zum Radargerät zurückkehrt [*1*, *2*], dort empfangen, verstärkt und irgendwie zur (meist optischen) Anzeige gebracht wird. Die empfangene Leistung darf dabei wegen der Endlichkeit der Empfängerverstärkung und des Empfängerrauschens einen gewissen Wert nicht unterschreiten, d. h. es werden nur Objekte registriert, deren Echos eine gewisse Stärke haben. Nimmt man an, daß das Rückstreuungs-Volumen den Radarstrahl ausfüllt, wie es z. B. bei einer in nicht allzu großer Entfernung stehenden Schauer- oder Gewitterwolke der Fall ist, so ist mittlere empfangene Leistung [*3*]

$$\bar{N}_E = \frac{\pi^4}{8} \cdot \frac{N_S \cdot A \cdot h}{\lambda^4} \cdot \frac{|K|^2 \cdot \Sigma D^6}{r^2} \tag{1}$$

Zieht man die Gerätekonstanten Ns (Sendeleistung), λ (Wellenlänge), A (äquivalente Antennenöffnung), h (räumliche Impulslänge) mit den anderen Konstanten zusammen, so ist:

$$\bar{N}_E = k \cdot \frac{|K|^2 \cdot \Sigma D^6}{r^2} \tag{2}$$

wobei $|K|^2$ der von der Art des Niederschlages abhängige dielektrische Faktor ist und ΣD^6 die Summe der sechsten Potenzen der Regentropfendurchmesser pro Raumeinheit. Denkt man sich um den Standort des Radargerätes bis zu großen Entfernungen hin lauter gleichartig aufgebaute Niederschlagszellen verteilt (d. h. $|K|^2 \cdot \Sigma D^6 = \text{const.}$) so folgt $\bar{N}_E$ nur r^{-2}, d. h. auf dem Bildschirm nimmt die Helligkeit der aufgezeichneten Echos mit wachsender Entfernung ab und sinkt schließlich unter die Rauschhelligkeit, so daß die Niederschlagszellen nur bis zu einer bestimmten Entfernung beobachtet werden können, obwohl sie in Wirklichkeit auch noch jenseits dieser Entfernung vorhanden sind. Dieser Fall konnte mit dem Berliner Gerät häufig beobachtet werden und zwar bei Schauerlagen. Es zeigte sich, daß die Grenzentfernung, von der im Mittel ab keine Schauer mehr zu beobachten waren, je nach der Wetterlage zwischen 100 und 130 km lag. Da die Schauer natürlich nie alle denselben Aufbau haben,

hat man immer einige, die man auch jenseits obiger Entfernung beobachten kann.

Für die Existenz obiger Grenzentfernung können auch noch andere Gründe genannt werden. Z. B. ist die Voraussetzung des ausgefüllten Strahles in größeren Entfernungen nicht immer gegeben, denn ein Schauer kann z. B. in 150 km Entfernung zwar breiter aber niedriger als der Radarstrahl in dieser Entfernung sein (in 150 km ist der Strahl des Berliner Gerätes 1,3 km breit und 5,3 km hoch). Dann ist aber, wie die Theorie zeigt, $\bar{N}_E$ proportional r^{-3}, d. h. die Echostärke nimmt mit der Entfernung rascher ab und der Rauschhelligkeitsspiegel wird eher erreicht. Außerdem durchsetzt der Radarstrahl in größerer Entfernung (schon wegen der Erdkrümmung) immer höhere Schichten, in denen schließlich kein oder nur wenig flüssiger Niederschlag angetroffen wird. Da in trockenem Schnee $|K|^2 \cdot \Sigma D^6$ nur $\frac{1}{4}$ des Wertes hat, der im Regen unterhalb der Schmelzzone erreicht wird, nimmt auch hierdurch die Empfindlichkeit des Gerätes gegenüber Hydrometeoren ab.

Bei prognostischen Auslegungen des Radarbildes muß man diese Effekte berücksichtigen, da sonst Fehlprognosen unvermeidlich sind. Liegen z. B. zu einem Termin die entferntesten Schauer in 100 km Entfernung in der Zugrichtung und beträgt die Zuggeschwindigkeit 50 km/h, so darf nicht einfach gefolgert werden, daß in 2 Stunden die Schauertätigkeit beendet ist. Der Verfasser hat mehrmals beobachtet, wie auf der einen Seite, z. B. im SE, genau soviel Schauer aus dem Erfassungsbereich herausgezogen wie auf der anderen Seite im NW herein, so daß für Stunden das Radarbild scheinbar gar keine Änderung zeigte. Eine Prognose über eine Beendigung der Schauertätigkeit für einen bestimmten Ort läßt sich in einem solchen Fall mittels Radar allein nicht machen.

Bei ausgeprägten Schauerlagen ist die Verteilung der Schauerechos auf dem Bildschirm zufällig, d. h. besondere Konstellationen der Schauer untereinander sind nicht feststellbar. Häufiger ist jedoch der Fall, daß eine reihenförmige Anordnung der Schauer beobachtet wird; dabei gibt es prinzipiell zwei Möglichkeiten. Einmal liegt die Streichrichtung dieser Schauerzüge etwa in Richtung der mittleren Höhenströmung zwischen 850 mb und 500 mb. In größeren Entfernungen stimmt dann die Richtung der Schauerzüge besser mit der Richtung der Höhenströmung überein als in geringer Entfernung von der Station, wo die Schauerzüge eine merkliche Linksabweichung zeigen. Dies rührt daher, daß der Radarstrahl in Stationsnähe nur die tiefsten Schichten erfaßt, die eine einströmende Komponente besitzen. Abb. 1 zeigt ein Beispiel dafür. Auch die einzelnen Schauerechos fasern dabei in Richtung der Höhenströmung aus und zeigen dann die in Abb. 1 angedeutete eigentümliche Dreiecksform. Oft beobachtet man jedoch auch unregelmäßige Formen, besonders bei schwacher Höhenströmung. Zur Erklärung der Entstehung dieser Art von Schauerzügen möchte der Verfasser annehmen, daß hierbei die Orographie eine auslösende Rolle gespielt hat, indem sich über einer begünstigten Stelle rhythmisch einzelne Schauer bilden, die dann mit der Höhenströmung abtreiben und so den Schauerzug ergeben. Verfasser konnte an

einem Tage beobachten, wie sich in Abständen von einer halben Stunde über einer Wiese bei Potsdam mehrere Schauer bildeten, die mit der südwestlichen Höhenströmung über Berlin hinwegtrieben. Allerdings kam hierbei kein typischer Schauerzug zustande, weil sich die vorderen Schauer wieder auflösten, so daß nur immer zwei Schauer gleichzeitig zu sehen waren.

Die zweite Art von Schauerzügen tritt bei Annäherung oder Bildung einer Konvergenz (Front) auf. Hierbei liegen die Schauer quer zur Frontbewegung und haben oft größere Abstände voneinander als bei der ersten Art von Schauerzügen. Auch sind sie größer in der Fläche und höher. Häufig sind Gewitter darunter, so daß die Front schon in 150 bis 200 km Entfernung in einzelnen Teilen sichtbar wird. Doch ziehen auch diese Schauer mit der Höhenströmung, die allerdings meist frontparallel ist oder mit der Front doch nur einen kleinen Winkel einschließt. Bei an Fronten vorhandenen Niederschlagszellen muß man daher grundsätzlich zwei Bewegungskomponenten unterscheiden, und zwar einmal die frontsenkrechte Komponente, die die Frontverlagerung bewirkt, und die frontparallele, welche die Querverschiebung der Echos zur Folge hat (Abb. 2a). Für die Prognose des genauen Frontdurchganges ist allein die Radialkomponente wichtig; ob der Frontdurchgang jedoch mit starken oder schwachen oder überhaupt keinen Niederschlägen unmittelbar an der Radarstation verbunden ist, hängt dagegen mit von der Querkomponente ab. Es kann nämlich vorkommen, daß die Radarstation infolge der Querverschiebung der Echos genau in eine Lücke zwischen zwei Niederschlagszellen kommt und deshalb kein oder nur wenig Niederschlag fällt. Dieser Fall trat gleich bei der Inbetriebnahme des Berliner Gerätes auf, und zwar beim Unwetter vom 7. Juli. In Berlin-Dahlem, dem Standort des Gerätes, fiel nur ~ 1 mm, in anderen Stadtteilen dagegen 20 mm und mehr. Um festzustellen, welcher Frontteil nun wirklich die Radarstation passiert, kann man die einfache Konstruktion nach Abb. 2 b verwenden, indem man genau den Geschwindigkeitsvektor der Front (in km/h) bestimmt und in die Radial- und Querkomponente aufspaltet. Die momentane Frontent-

Abb. 1. Die entfernungsabhängige Streichrichtung von Schauerzügen. (Der Pfeil zeigt die Höhenströmung an)

fernung r (normal zur Front) dividiert man durch die Radialkomponente und erhält die Zeit (in h), nach deren Ablauf der Frontdurchgang erfolgt. Diese Zeitdauer multipliziert man mit der Querkomponente und trägt die so erhaltene Strecke S vom Aufpunkt P längs der Front in Richtung des fraglichen Frontteils ab. Wie man sieht, ist es durchaus nicht der nächste Punkt der Front (in Abb. 2 b der Punkt P), der für die Station maßgebend ist.

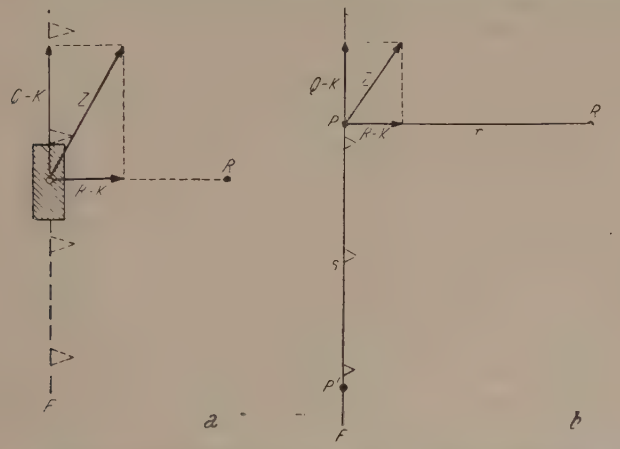


Abb. 2. Zur Bestimmung der Durchzugszeit von Niederschlagszellen (siehe Text). Z = Zugvektor, Q-K = Querkomponente, R-K = Radialkomponente, R = Station, F = Front

Wegen der raschen Neubildungen an Fronten und der relativ kurzen Lebensdauer der einzelnen Zellen (20 bis 40 Minuten) darf man jedoch nicht glauben, daß eine Zelle in 100 km Entfernung und mehr unmittelbare Bedeutung für die Station hat. Die einzelnen Zellen werden nach Durch-

Abb. 3. Neubildungen vor einer Kaltfront

laufen ihres kurzen Lebenszyklus durch andere, neue ersetzt, oft durch Neubildungen innerhalb der noch in Resten vorhandenen alten Zelle, so daß sich scheinbar die ursprüngliche Zelle regeneriert. Auch bei nicht frontgebundenen Schauern und Gewittern ist dies zu beachten. Es ist

Verfasser mehrmals passiert, daß das Eintreffen eines Schauers zum vorhergesagten Termin genau (± 5 Minuten) stattfand, doch war es gar nicht der ursprüngliche Schauer, sondern der erste oder zweite „Ersatzschauer". Es ist also weniger die einzelne Zelle, die heranzieht, als vielmehr der auslösende Prozeß. Dabei scheint es, als ob der Prozeß etwas (~ 10%) schneller zieht als die einzelnen Zellen, denn die Fronten haben die Tendenz, etwas eher einzutreffen, als es erwartet wird. Man könnte meinen, hier liege ein Widerspruch vor, da ja der Frontdurchgang an die Passage der Zellen an der Station gebunden ist. Doch zeigt das Radargerät, wie so etwas möglich ist. In Abb. 3 ist der Vorgang skizziert. In Abb. 3 a liegt die heranziehende Front [als Kaltfront angedeutet] in 80 km Entfernung vor der Station (3). Plötzlich bemerkt man auf dem Radarschirm (3 b) 10 km vor der Front schwache Neubildungen, die rasch zu großen Zellen heranwachsen und die Führung übernehmen, während die ursprünglichen Zellen absterben (3 c). Definiert man die Front wiederum als Verbindungslinie der Zellenvorderränder, so hat jetzt die Front einen Sprung von 10 km gemacht und trifft entsprechend früher an der Station ein. Dieser Effekt ist oft bei Kaltfronten zu beobachten, und es empfiehlt sich, bei Annäherung einer Front mehr auf deren „Vorfeld" zu achten als auf die eigentliche Front, um vor Überraschungen sicher zu sein. Auch bei einzelnen nicht frontgebundenen Schauern kann man diesen „Beschleunigungs"-Effekt beobachten, indem der Schauer (scheinbar) früher als erwartet eintrifft. Genaueres über diesen Effekt kann aber erst nach Vorliegen größeren Materials gesagt werden.

Zur Unterscheidung von Schauern und Gewittern sei bemerkt, daß sich, wenn man von Entstehungen in Stationsnähe absieht, letztere schon in großen Entfernungen ankündigen. Die Reichweite des Berliner Gerätes beträgt gegen hochreichende, gut entwickelte Gewitter 200 bis 250 km. Da der größte Bereich des Gerätes 200 km ist, konnte eine Reichweite von 250 km nur aus der Tatsache gefolgert werden, daß einzelne Gewitter schon (oder noch) hell aus dem Bildrand (der den 200 km-Entfernungsring darstellt) herauszogen. Ferner haben die Gewitter meistens eine eckige, oft eine regelrecht quadratische oder rechteckige Form mit sehr scharfen Grenzen. Die maximale Schirmhelligkeit (gesättigter Schirm) wird schon in großen Entfernungen erreicht und man kann deshalb „gewitterverdächtige" Echos rasch finden, indem man die Geräteverstärkung weit zurücknimmt und diejenigen Echos feststellt, die trotzdem noch sichtbar bleiben. Gewitterverdächtig sind ferner alle Echos, die eine große Höhenerstreckung aufweisen. Die Höhe einer Niederschlagszelle kann mit dem Berliner Gerät mittels der Vertikalschwenkeinrichtung der Antenne annähernd bestimmt werden. Dazu wird die Bildröhre als Nullungsinstrument benutzt, indem die Antenne so lange aufwärts geschwenkt wird, bis das Echo gerade auf dem Bildschirm verschwindet. Aus dem Höhenwinkel und der Entfernung kann die Höhe (allerdings nur die Radarhöhe, d. h. die Höhe gegen Niederschlagspartikel) bestimmt werden. Die wahre Wolkenhöhe ist stets größer oder mindestens gleich der Radar-Wolkenhöhe. Die größte Höhe, die mit dem Berliner Gerät fest-

gestellt wurde, betrug rund 10000 m (Gewitter im Leipziger Raum). Diese Methode der Höhenbestimmung ist jedoch relativ ungenau ($\pm$ 500 bis 1000 m), da die Vertikalbündelung des Gerätes 2° beträgt und man bei kräftig entwickelten Zellen auch noch außerhalb der durch $\frac{E^2}{2}$ definierten Bündelungsweite Echos erhält. Es muß jedoch ausdrücklich darauf hingewiesen werden, daß der Unterschied zwischen Schauer und Gewitter nur ein gradueller ist; zwischen einem starken Schauer und einem schwachen Gewitter besteht zumindest radarmäßig gar kein Unterschied. Nach Augenzeugenberichten kann sich ein Echo noch 10 km vor der Station als Gewitter zeigen, während es an der Station nur als Schauer auftritt (Fehlen jeglicher Entladungen). Trotzdem hat dieses Echo auf dem Radarschirm sein Aussehen gar nicht oder nur sehr wenig verändert. Starke Gewitter bzw. Unwetter lassen sich dagegen leicht von Schauern unterscheiden, sie treten jedoch sehr selten auf.

Für die im Zusammenhang mit Schauern und Gewittern auftretende Böe konnte festgestellt werden, daß ihre Stärke proportional der Echofläche und der Echointensität ist. Ferner ist die Böenstärke abhängig von der Zuggeschwindigkeit und dem Winkel zwischen Zugrichtung und Verbindungslinie Radarstation—Echomittelpunkt. Außerdem scheint ein Zusammenhang zwischen dem Helligkeitsgradienten der Echovorderkante (Schärfe des vorderen Echorandes) und der Böenstärke derart zu bestehen, daß die Zellen mit den ausgeprägtesten Rändern die größten Böen liefern. Der mathematische Zusammenhang zwischen den genannten Parametern liegt noch nicht fest (zu wenig genau untersuchte Fälle).

Zur Zugrichtungs- und Zuggeschwindigkeitsbestimmung der Echos gibt es zwei Methoden. Einmal kann man das vor dem eigentlichen Bildschirm sitzende Peilfadensystem so drehen, daß das betreffende Echo längs eines Fadens läuft. Man markiert sich dann die z. B. in 20 Minuten zurückgelegte Strecke auf dem entsprechenden Peilfaden und hat so Zugrichtung und -geschwindigkeit. Die zweite Methode ist jedoch genauer; bei ihr entnimmt man dem Bildschirm die Position des Echos zur Zeit t_1 und ebenso zur Zeit t_2. Die beiden Positionen trägt man in Polarkoordinatenpapier ein und hat so durch Verbindung der beiden Punkte den Zugvektor des Echos (Richtung und Betrag). Bei sorgfältigem Arbeiten kommt man bei der zweiten Methode auf eine Genauigkeit von 1° und 1 bis 5 km/h (bei einer mittleren Echoentfernung von 100 km und einer mittleren Zuggeschwindigkeit von 50 km/h). Allerdings darf sich das Echo während der Peilzeit nicht allzusehr ändern und muß einen einigermaßen definierten Schwerpunkt besitzen. Rechnet man mit einer mittleren Genauigkeit von $\pm$ 3 km/h bei der Zuggeschwindigkeit, so bedeutet dies, daß man die Eintreffzeit eines in 100 km Entfernung liegenden Echos bei 50 km/h Geschwindigkeit rein theoretisch nur auf etwa $\pm$ 6 Minuten vorhersagen kann, wenn man von Neu- bzw. Rückentwicklungen usw. absieht. Die tatsächliche Ungenauigkeit ist jedoch oft größer, nämlich 10 bis 20 Minuten bei der angegebenen Entfernung. Mit abnehmender Entfernung erhöht sich allerdings die Genauigkeit beträchtlich, man

kommt dann auf eine Genauigkeit von $\pm$ 1 Minute [bezogen auf die Regeneintrittszeit]. Jedoch ist wegen der Kürze des Vorhersagezeitraumes von nur $\sim$ 30 Minuten diese Art von „Ultrakurzfristprognosen" ohne öffentliches Interesse oder zumindest ohne praktischen Wert. Für Forschungszwecke empfiehlt es sich, zur Zugrichtungs- und -geschwindigkeitsbestimmung zwei Aufnahmen des Bildschirms auf dieselbe Platte im Abstand von 10 oder 20 Minuten zu machen, um so den Verschiebungsvektor genau zu erhalten. Wegen des im Grunde genommen kleinen Ausschnittes, den das Radargerät, bezogen auf die synoptische Arbeitskarte, liefert, unterscheiden sich die Zuggeschwindigkeitsvektoren der gleichzeitig auf den Bildschirm sichtbaren Echos kaum; einmal konnte der Verfasser jedoch eine deutliche Konvergenz (zumindest in bezug auf die Richtungen) beobachten, als die östlich der Station gelegenen Echos aus 240° zogen, die westlichen Echos jedoch aus 260 bis 270°. Große „Umsteuerungen" in der Bewegung einzelner Echos, d. h. Abweichungen vom anfangs festgestellten Bewegungsvektor, kamen bei den bisher beobachteten Echos ebenfalls nicht vor.

Zur Empfindlichkeit des Berliner Gerätes in bezug auf Flächenregen (d. h. Landregen, Nieseln) kann folgendes gesagt werden. Bei optimaler Höheneinstellung der Antenne, die von Fall zu Fall etwas (1 bis 3 Zehntel Grad) verschieden sein kann, wird starker Flächenregen schon in 120 km Entfernung erfaßt. Um diesen Regen jedoch tatsächlich in 120 km zu erfassen, muß das Radargerät sorgfältig eingestellt sein (das Berliner Gerät hat keinen automatischen Frequenznachlauf von Klystron und Magnetron). Meistens sieht man auch nicht sofort das eigentliche Flächenregengebiet, sondern die in fast jedem Flächenregengebiet vorhandenen schauerartigen Verstärkungen, die die Ungleichmäßigkeit des normalen Landregens verursachen. Erscheinungsmäßig ist Flächenregen sofort von Schauern und Gewittern zu unterscheiden. Abgesehen von der größeren Fläche, die er einnimmt, ist er in der Struktur viel diffuser und auch helligkeitsmäßig schwächer als die kompakt erscheinenden Schauer oder Gewitter. Das Aussehen von Flächenregen ist in den verschiedenen Teilen des Regengebietes nicht dasselbe. Ein völlig gleichförmig aussehendes Flächenregengebiet hat der Verfasser noch nie auf dem Bildschirm gesehen. Meistens kommt der Regen in einzelnen Schwaden an, die durch regenschwächere oder regenfreie Zonen voneinander getrennt sind. In Zugrichtung liegende Streifen sind häufig. Oft sieht man in Regengebieten wirr durcheinanderlaufende Fäden und helle Knoten, die an eingelagerte Schauer erinnern. Manchmal kann man beobachten, wie sich 10 bis 20 km vor dem Vorderrand des Flächenregengebietes eine zum Vorderrand parallele Reihe von Schauern entwickelt, eine Erscheinung, die man in Amerika schon früher entdeckte. Die Flächenregengebiete ziehen ebenfalls mit der Höhenströmung zwischen 850 und 500 mb. Neu- und Rückentwicklungen sind keine Seltenheit. Die (entfernungsabhängige) Genauigkeit der Regeneintrittszeitbestimmung ist etwas schlechter als bei Kaltfronten, Einzelschauern und Gewittern, weil der Vorderrand des Flächenregengebietes oft sehr unscharf ist. In einem Fall konnte mittels der Vertikal-

schwenkung der Antenne festgestellt werden, daß ein bei ~ 60 km Entfernung beginnendes Regengebiet in der Höhe (3000—4000 m) schon über Berlin lag. Die Tropfen erreichten jedoch nicht den Boden, weil anscheinend eine im Temp gut erkennbare, sehr trockene Luftschicht die Tropfen nicht bis zum Boden fallen ließ. Während über der Stadt zu liegen kommende Schauer und Gewitter die Stadtfestziele meist völlig verdecken, läßt Flächenregen diese noch durchscheinen bzw. füllt nur die schwarzen Lücken zwischen den Festzielen aus.

Die Reichweite des Berliner Gerätes gegen typischen Nieselregen ist gering und beträgt maximal nur 40 km (Stadtradius von Berlin 20 km). Erscheinungsmäßig sieht Nieselregen wie sehr schwacher Flächenregen aus; auch bei ihm kann man oft eine gewisse Bänderstruktur beobachten, doch sieht er etwas gleichmäßiger aus als normaler Flächenregen. Im Gegensatz zu den meisten Schauern und Gewittern, bei denen sowohl Beginn und Ende des Niederschlages mit genügender Genauigkeit angegeben werden können, ist dies bei Flächenregen nicht der Fall; bei letzterem kann nämlich nur der Beginn des Regens einigermaßen genau bestimmt werden. Hat das Regengebiet sich der Station genähert bzw. diese erreicht, so wird die Absorption wirksam. Diese besteht darin, daß ein Teil der ausgesandten und der vom Ziel zurückgestreuten Energie beim Durchgang durch das Regengebiet absorbiert, d. h. in eine Energieform (Wärme) verwandelt wird, die nicht mehr zur Zielansprache geeignet ist. Dabei ist die Absorption um so größer, je größer die Regenintensität des absorbierenden Regengebietes ist. Die Erscheinung der Absorption hat nun zur Folge, daß die Hinterkante eines Regengebietes gar nicht die wahre Hinterkante desselben zu sein braucht, sondern nur diejenige Entfernung anzeigt, in der die Absorption (zusammen mit dem r^{-2}-Gesetz der Radargleichung) eine natürliche Grenze hinsichtlich der Erfassung des nachfolgenden Regens gezogen hat. Allerdings muß die Regenintensität des absorbierenden Regengebietes einen bestimmten Wert überschreiten, damit die Absorption störend in Erscheinung tritt. Beim Heranziehen eines starken, ausgedehnten Flächenregengebietes kann man deshalb beobachten, wie die Entfernung, in der der Regen zunächst sichtbar wurde und die gleichsam die natürliche scheinbare (nicht wahre!) Regenhinterkante darstellte, sich mit zunehmender Annäherung des Regengebietes etwas verringert und schließlich, wenn das Regengebiet die Station erreicht hat, ihren kleinsten Wert annimmt. Diese Verschiebung der scheinbaren Regenhintergrenze betrug bei den bisher beobachteten Fällen 20 bis 30 km. Erst wenn sich die scheinbare Regenhinterkante mit annähernd derselben Geschwindigkeit zu verlagern beginnt, die auch das übrige Regengebiet besitzt, können Aussagen über das Regenende gemacht werden. Allerdings darf man sich dabei nicht allzu konkret ausdrücken, denn oft genug taucht nach kurzer Zeit die Fortsetzung des Regengebietes auf und es gibt nur eine Pause von 20 bis 30 Minuten. Selbstverständlich ist die Regenhinterkante nicht scharf ausgeprägt, und man muß deshalb genau aufpassen, um das etwaige Ende des Flächenregengebietes rechtzeitig zu erfassen. Natürlich ist die Absorption auch bei Schauern und Gewit-

tern wirksam, sie ist dort sogar größer wegen der im allgemeinen höheren Regenintensität dieser Niederschlagstypen. Weil aber die in Schauern und Gewittern zurückgelegten Wege des Sende- bzw. Echoimpulses nur kurz sind (der größte bisher in Berlin beobachtete Gewitterkomplex hatte eine Tiefe von 40 km), ist die Gesamtabsorption nicht allzu groß und daher auch nicht störend. Bei einem zwischen Berlin-Dahlem und den 20 km entfernten Potsdamer Telegraphen- und Observatoriumsbergen liegenden Gewitter von 10 km Tiefe war die Absorption jedoch so groß, daß kein Echo mehr vom Einsteinturm und den übrigen Gebäuden auf den genannten Bergen erhalten wurde. In einem solchen Fall kann man auch bei einem Gewitter keine genaue Aussage über das Ende des Niederschlages machen. Allerdings kommt hinzu, daß nach den Erfahrungen des Verfassers gewöhnlich nur ein Niederschlagstyp auf dem Radarschirm zu sehen ist, also entweder der Zellentyp (Schauer, Gewitter) oder der Flächentyp (Regen, Sprühregen). Daher dürfte es nur selten vorkommen, daß eine Gewitterfront durch Absorption ein nachfolgendes Flächenregengebiet verdeckt.

Über die zu erwartende Gesamtregenmenge, die ein heranziehendes Echo bringt, läßt sich allein auf Grund des Radarbildes wenig sagen. Da die Regenmenge von der Größe ΣD^6 abhängt, können wenige große Regentropfen pro m^3 denselben Helligkeitseindruck auf dem Bildschirm hervorrufen wie viele kleine. Am ehesten kann man noch die Regenmenge abschätzen, die ein Flächenregengebiet bringt, weil bei diesem Regentyp der Schirm nicht so schnell gesättigt wird wie bei Schauern und Gewittern. Auch muß man beachten, daß die zu erwartende Gesamtregenmenge davon abhängt, ob das Echo die Station gerade längs seiner größten Achse passiert oder nicht. Hat ein Teil eines Echos die Station bereits überquert und dabei z. B. 1 mm Niederschlag gebracht, so kann man, wenn der Helligkeitseindruck des restlichen Echos ungefähr gleich dem des schon durchgezogenen Teiles ist, auf die noch zu erwartende Regenmenge schließen. Doch darf dabei der Schirm nicht gesättigt sein; außerdem muß die Echohinterkante garantiert sein. Derartige „Prognosen" haben oft eine erstaunliche Genauigkeit, ihr Wert ist jedoch sehr gering oder Null, außer wenn man eine Niederschlagsprognose für einen Ort geben soll, der von dem betreffenden Echo noch nicht erfaßt wurde, aber auf dessen Bahn liegt.

Auf drei Erscheinungen, die sich gelegentlich auf dem Radarschirm zeigen, sei noch hingewiesen. Einmal ist es die sogenannte Spiralstruktur, die man in sich auflösenden Schauern beobachten kann. Sie besteht darin, daß man in zunächst ziemlich unregelmäßigen oder eckigen Schauerechos eine typische Spiralform entdeckt, die oft verblüffende Ähnlichkeit mit Radaraufnahmen von Wirbelstürmen zeigt. Sie hält sich nicht sehr lange und scheint auf das Auflösungsstadium der Schauer beschränkt zu sein. Manchmal ist eine schwache zyklonale Rotation angedeutet. Gelegentlich kann man die Spiralform in noch nicht der Auflösung anheimfallenden Schauern erkennen, indem man die Empfängerempfindlichkeit herabsetzt, so daß nur die Starkregenpartien des Schauers sichtbar bleiben.

Die zweite Erscheinung wurde nur zwei- oder dreimal beobachtet. Es handelte sich hierbei um das Auftreten eines isolierten, vielleicht 100 km breiten Schauerfeldes, welches sich ziemlich unmotiviert bildete oder heranzog, sich sonst aber normal verhielt. Diesem Schauerfeld folgte beim Abziehen ein Flächenregengebiet etwa gleichen Ausmaßes, das anscheinend aus zusammengewachsenen Schauern bestand und nicht frontal bedingt war.. Der ganze Vorgang erinnert an den Durchzug eines „Kleinstkaltlufttropfen" von vielleicht 200 km Durchmesser. Wegen des nur einmal täglich erfolgenden Berliner Radiosonden-Aufstieges konnte noch nichts über den aerologischen Zustand beim Durchzug dieser Gebilde festgestellt werden, doch hat es den Anschein, als wenn diese Gebilde dann auftreten, wenn die deutschen Radiosonden-Stationen viele „falsche" Winde melden. Bei den beobachteten Fällen war in der Höhe ein Trog in der Nähe. Endgültiges läßt sich aber über beide Erscheinungen noch nicht sagen.

Die dritte Erscheinung hat mehr technisches Interesse und besteht darin, daß unmittelbar nach Starkregenfällen das Grundechodetail im Nahbereich reicher wird. Deutlich sichtbar ist dieser Effekt nur auf den beiden Nahbereichen des Berliner Gerätes (25 und 50 km). Man sieht dann kleine Hügel u. dgl. auf einmal viel deutlicher, als es sonst der Fall ist. Die Erscheinung verschwindet aber bald (nach 10 bis 30 Minuten) wieder. Da der Effekt nach Starkregenfällen über der betreffenden Gegend auftritt, liegt es nahe, die durch den Regen verursachte Durchnässung der oberen Bodenschichten als Erklärung dafür zu nehmen, weil dadurch die Reflexionsfähigkeit des Erdbodens vergrößert wird. Da bei Hügeln das Regenwasser schnell abläuft bzw. versickert, läßt sich damit auch die Kurzzeitigkeit der Erscheinung erklären.

Die Anfälligkeit des Gerätes gegenüber Apparatestörungen ist bei sorgfältiger Wartung und Beaufsichtigung während des Betriebes ebenfalls gering. Während der bisher achtmonatigen Betriebszeit traten nur vier Fehler auf, die die Heranziehung der Lieferfirma notwendig machten; dabei handelte es sich um mechanische Fehler an der Antenne und um Röhrenfehler. Wegen Nichtbeachtung der Betriebsvorschriften verursachten allerdings letztere infolge Kurzschlusses eines Spezial-Transformators einen einwöchigen Geräteausfall.

Es soll noch auf ein Phänomen hingewiesen werden, dessen Auftreten den Nichteingeweihten leicht in Verwirrung bringt. Es handelt sich hierbei um die Superrefraktion. Diese, hervorgerufen durch eine bestimmte Schichtung des Brechungsindex in den unteren Atmosphärenschichten, schafft für die Radarwellen günstige Ausbreitungsverhältnisse, so daß Festziele auftauchen, die sonst schon unter dem Radarhorizont liegen. Da die Gebiete mit Superrefraktion nicht immer isotrop um den Gerätestandort verteilt sind, kann es vorkommen, daß Berge, Hügelketten usw. nur an einer Stelle des Radarbildes auftauchen und dann fälschlicherweise als kleine Schauer oder als diffuses Flächenregengebiet angesprochen werden. Nur die fehlende Eigenbewegung deutet dann darauf hin, daß man es mit nichtmeteorologischen Zielen zu tun hat.

Der Geländeeinfluß ist nach den Erfahrungen des Verfassers bei bestimmten Wetterlagen erheblich. Bei Schauerlagen z. B. erscheint fast stets der Fläming, der doch nur eine maximale Höhe von 200 m hat, bevorzugt. Gewitter, die im Verlauf ihres Weges auf den Fläming stoßen, verstärken sich dort deutlich, ebenso Schauer. Beim Erlöschen der Schauertätigkeit sieht man die letzten Schauer sehr oft über dem Fläming liegen. Der Stadteinfluß von Groß-Berlin ist gelegentlich ebenfalls zu beobachten. Am 12. Oktober 1957 bildeten sich, wie man auf dem Radarschirm sehen konnte, mittags über Berlin in der dichten Stratus-Decke einige kleine Regenschauer aus, die mit der nordwestlichen Höhenströmung langsam aus der Stadt herauszogen und sich außerhalb der Stadt schnell auflösten. Möglicherweise wurde hierbei die Stratus-Decke von den Berliner Fabriken und Großkraftwerken geimpft, so daß es stellenweise zur Niederschlagsbildung kam. Auch der umgekehrte Effekt konnte in einigen Fällen beobachtet werden, wo bei Fronten ein Zurückbleiben des über der Stadt zu liegen kommenden Frontteils auftrat, was mitunter zu Fehlprognosen bezüglich des Regenendes führte. Zur Erklärung dieses Effektes kann man wohl nur die vergrößerte Reibung über der Stadt heranziehen.

Abschließend sei bemerkt, daß man das Radargerät in allen den Fällen nicht mit Erfolg verwenden kann, bei denen stärkere Entwicklungstendenzen im Radarbereich vorhanden sind. Bei allen „advektiven" Lagen ist das Radargerät ein wertvolles und oft bestechendes Hilfsmittel für den Meteorologen. — Herrn Professor Scherhag sei an dieser Stelle für die vertrauensvolle Erlaubnis zur Benutzung der Radaranlage gedankt.

Literatur

1. Lepêtre, R.: Einführung in die Radartechnik, S. 141. Berlin: Verlag Technik. 1956.
2. Fischer, H.-J.: Radartechnik, S. 44. Leipzig: Fachbuchverlag. 1956.
3. Bücherei der Funkortung, Band 5: Grundlagen, Anwendungen und Probleme der Wetterfunkortung, S. 118, 1955.

551.553:551.554.001

Le problème des composantes verticales de la vitesse du vent

Par

R. Emsalem, Paris

Avec 4 Figures

Résumé. L'auteur, s'attachant en une première partie à la notion de divergence, montre, après avoir évoqué l'intérêt de l'hypothèse géostrophique, comment on peut compléter, sur la base d'une divergence totale non nulle du vent, une relation connue relative à la divergence à grande échelle. Cependant la divergence horizontale reste, couramment, considérablement plus importante en valeur absolue que la divergence totale. Puis la relation proposée, appliquée aux vitesses géostrophiques, conduit à une formule simple, permettant de suivre les variations dans l'espace de la composante verticale du vent.

Une deuxième partie est consacrée à l'etude, à partir de l'hypothèse adiabatique, d'une relation entre les composantes horizontale et verticale de la vitesse, le gradient thermique vertical et le gradient thermique sur la projection horizontale de la trajectoire. On en déduit que le signe de ce dernier gradient est opposé à celui de la composante verticale du vent.

Zusammenfassung. Ausgehend von der Bedeutung der geostrophischen Hypothese und vom Begriff der Divergenz zeigt der Verfasser, in welcher Weise eine bekannte Beziehung, die sich auf die großräumige Divergenz bezieht, sich aus der Annahme einer von Null verschiedenen totalen Divergenz des Windes weiterentwickeln läßt. Dabei bleibt die horizontale Divergenz in ihrem Absolutwert gewöhnlich beträchtlich größer als die totale Divergenz. Bei Anwendung auf die geostrophischen Geschwindigkeiten führt die vorgeschlagene Beziehung auf eine einfache Formel, die gestattet, die räumlichen Unterschiede der Vertikalkomponente des Windes zu verfolgen.

Im zweiten Teil wird auf Grund der Hypothese eines adiabatischen Verlaufs eine Beziehung zwischen der Horizontal- und der Vertikalkomponente der Geschwindigkeit und dem thermischen Gradienten in vertikaler Richtung sowie auf die Horizontalprojektion auf die Trajektorie untersucht. Es ergibt sich dabei, daß das Vorzeichen des thermischen Gradienten auf die Horizontalprojektion der Trajektorie umgekehrt ist als dasjenige der Vertikalkomponente des Windes.

Summary. Proceeding from the significance of the geostrophical hypothesis and the notion of the divergence, the author shows in which way a

known relation, refering to the large-scale divergence, can be developed on the basis of a total, from zero differing, divergence of the wind. The horizontal divergence usually remains, however, considerably larger in its absolute value than the total divergence. Applied to the geostrophic velocities, the proposed relation leads to a simple formula, which allows to determine the spatial variations of the vertical wind component.

In a second part the author proceeds from the adiabatic hypothesis and examines a relation between the horizontal and vertical components of the velocity, the temperature gradient in vertical direction and in the direction of the horizontal projection of the trajectory. It can be concluded that the sign of this latter gradient is opposite to that of the vertical component of the wind.

Nous proposons dans cette étude une solution approchée au problème des composantes verticales de la vitesse du vent, soit en partant de la notion de divergence, soit, de façon indépendante, par des formules s'appuyant sur le gradient thermique vertical.

I. Rappelons tout d'abord les formules donnant la vitesse du vent dans les hypothèses *d'une vitesse de module constant* et d'une *trajectoire courbe assimilable* à *un cercle* (vent du gradient).

En posant: V = vitesse du vent, ω = vitesse angulaire de la Terre, φ = latitude géographique, R = rayon de courbure de la trajectoire circulaire, G = gradient horizontal de pression, a = masse spécifique, on connaît les formules suivantes:

a) Pour un mouvement permanent anticyclonique à trajectoire circulaire:

$$2\,\omega\,V\sin\varphi - \frac{G}{a} = \frac{V^2}{R}$$

avec la solution

$$V = R\left[\omega\sin\varphi - \sqrt{\omega^2\sin^2\varphi - \frac{G}{a\,R}}\right]. \tag{1}$$

b) Pour un mouvement permanent cyclonique à trajectoire circulaire:

$$\frac{G}{a} - 2\,\omega\,V\sin\varphi = \frac{V^2}{R}$$

avec la solution

$$V = R\left|\sqrt{\omega^2\sin^2\varphi + \frac{G}{a\,R}} - \omega\sin\varphi\right|. \tag{2}$$

c) Pour un mouvement permanent rectiligne:

$$V = \frac{G}{2\,a\,\omega\sin\varphi}.$$

II. Discutons les formules (1) et (2), *en supposant que R varie, G étant constant.*

a) *Courbure anticyclonique.* V' désignant la dérivée de V par rapport à R:

$$V' = \omega\sin\varphi - \frac{2\,a\,R\,\omega^2\sin^2\varphi - G}{2\,a\,R\sqrt{\omega^2\sin^2\varphi - G/a\,R}}. \tag{3}$$

G étant inférieur à $a\,R\,\omega^2 \sin^2\varphi$, condition qui fait positive la quantité sous le radical, il est évident a fortiori que le numérateur de la fraction contenue dans V' est lui-même positif. On peut vérifier en outre que:

$$\omega \sin\varphi < \frac{2\,a\,R\,\omega^2 \sin^2\varphi - G}{2\,a\,R\,\sqrt{\omega^2 \sin^2\varphi - G/a\,R}}$$

par une élévation au carré.

R admet une valeur minima, $\dfrac{G}{a\,\omega^2 \sin^2\varphi}$, qui annule la quantité sous le radical, et à laquelle correspond pour V la racine double de l'équation du second degré qui nous a donné la vitesse, soit $R\,\omega \sin\varphi$, ou $G/a\,\omega \sin\varphi$, deux fois la valeur de la vitesse géostrophique. Au même moment V', qui peut s'écrire [voir la formule (3)] $\omega \sin\varphi - \dfrac{G}{\varepsilon}$, où ε tend vers 0, croît indéfiniment par valeurs négatives.

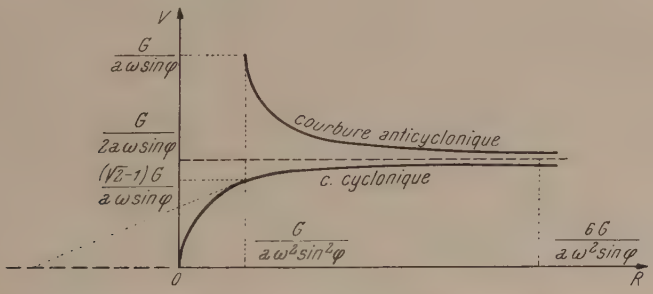


Fig. 1. Variations de la vitesse en fonction du rayon de courbure. L'échelle des ordonnées est beaucoup plus élevée que celle des abscisses. Qu'on divise en effet $\dfrac{G}{a\,\omega \sin\varphi}$ par $\dfrac{G}{a\,\omega^2 \sin^2\varphi}$, on trouvera $\omega \sin\varphi$, qui est très petit, mais qui, dans cette figure, est représenté par un rapport égal à 3,54. Les courbes ci-dessus correspondent donc à une fonction $K\,V$, où $K = \dfrac{3{,}54}{\omega \sin\varphi}$. Il en résulte évidemment, pour la construction de ces courbes, que les dérivées V' doivent être multipliées par le même facteur K

b) *Courbure cyclonique.* Nous servant de la formule (2), nous calculons V':

$$V' = \frac{2\,\omega^2 \sin^2\varphi + G/a\,R}{2\,\sqrt{\omega^2 \sin^2\varphi + G/a\,R}} - \omega \sin\varphi\,. \qquad (4)$$

Une élévation au carré permet de constater que $V' > 0$. Pour $R = \dfrac{G}{a\,\omega^2 \sin^2\varphi}$, valeur remarquable rencontrée dans la discussion précédente, $V = \dfrac{(\sqrt{2}-1)\,G}{a\,\omega \sin\varphi}$, et $V' = \left(\dfrac{3}{2\sqrt{2}} - 1\right) \omega \sin\varphi$: Cette valeur

de V est proche de la valeur du vent géostrophique, et la valeur de V' est très faible.

c) On trouvera dans la Fig. 1 *les courbes representant les variations de V en fonction de R*. On voit que la valeur de la vitesse géostrophique est très vite approchée. Posons: $R = K \dfrac{G}{a\,\omega^2 \sin^2 \varphi}$, où K est supérieur à 1 et, pratiquement, prend des valeurs assez grandes. Le formule (1), qui s'applique à la courbure anticyclonique, s'écrit alors:

$$V = \frac{K\,G}{a\,\omega \sin \varphi}\left[1 - \sqrt{1 - \frac{1}{K}}\right].$$

Du théorème de MAC-LAURIN, utilisé pour la fonction $\sqrt{1 - \dfrac{1}{K}}$, il vient pour V:

$$V = \frac{G}{2\,a\,\omega \sin \varphi} + \frac{G}{8\,K\,a\,\omega \sin \varphi} + \ldots .$$

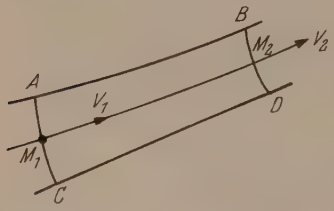


Fig. 2. *ABDC* représente une figure horizontale. V_1 et V_2 sont des composantes horizontales de la vitesse

Si la courbure est cyclonique [formule (2)]:

$$V = \frac{K\,G}{a\,\omega \sin \varphi}\left[\sqrt{1 + \frac{1}{K}} - 1\right],$$

et

$$V = \frac{G}{2\,a\,\omega \sin \varphi} - \frac{G}{8\,K\,a\,\omega \sin \varphi} + \ldots .$$

III. Voici maintenant une *proposition générale relative à la divergence horizontale du vent*[1].

Considérons, de part et d'autre de M_1 et M_2, supposés dans le même plan horizontal, deux isobares horizontales, voisines de $M_1\,M_2$, mais telles que les distances AC et BD soient infiniment petites par rapport à l'arc $M_1\,M_2$ (Fig. 2). V_1 et V_2 représenteront respectivement les vitesses horizontales moyennes du vent de A à C et de B à D.

Faisant intervenir une divergence totale non nulle, appelons α_1 et α_2 les volumes spécifiques de l'air en M_1 et M_2, et P la pression, que nous supposerons sans changement de M_1 à M_2. T_1 et T_2 désignant la température absolue, respectivement en M_1 et M_2, on a, f étant un coefficient de proportionnalité:

$$\alpha_1 = \frac{T_1}{f\,P},\quad \alpha_2 = \frac{T_2}{f\,P},\quad \alpha_2 - \alpha_1 = \frac{T_2 - T_1}{f\,P},$$

et, Δt représentant le temps, faible, mis par l'air pour accomplir le trajet $M_1\,M_2$:

[1] Une proposition voisine, fondée sur l'hypothèse d'une divergence totale nulle, est signalée sans démonstration, dans le Compendium of Meteorology, Boston 1951 (H. A. PANOFSKY, « Large-Scale Velocity and Divergence », pp. 639—646).

$$\text{Divergence: } \frac{1}{\alpha}\frac{\alpha_2 - \alpha_1}{\Delta t} = \frac{T_2 - T_1}{\Delta t} \cdot \frac{1}{fP} \cdot \frac{fP}{T} = \frac{V}{T}\frac{T_2 - T_1}{M_1 M_2}$$

α, V et T figurant les valeurs moyennes du volume spécifique, de la vitesse du vent et de la température entre M_1 et M_2.

Appliquons le théorème d'Ostrogradski[1] au volume constitué par $ABDC$ et par une figure égale située au-dessus de $ABDC$ à une distance Δz. Le flux total du vent sortant de la surface limitant ce volume est égal au produit par le volume de la divergence du vent, ou, ΔZ désignant la variation pour Δz de la composante verticale de la vitesse:

$$V_2 \cdot BD \cdot \Delta z - V_1 \cdot AC \cdot \Delta z + \Delta Z \cdot \text{aire } ABDC =$$

$$= \frac{V}{T} \cdot \frac{T_2 - T_1}{M_1 M_2} \cdot \text{aire } ABDC \cdot \Delta z, \text{ ou, en diversant par (aire } ABDC \cdot \Delta z):$$

$$\frac{V_2 BD - V_1 AC}{\text{aire } ABDC} + \frac{\Delta Z}{\Delta z} = \frac{V}{T} \cdot \frac{T_2 - T_1}{M_1 M_2} \tag{5}$$

Il résulte de l'équation de continuité que $\left(\frac{V_2 BD - V_1 AC}{\text{aire } ABDC}\right)$ représente la divergence horizontale. Nous allons montrer que, supposant une variation faible du gradient de pression G entre M_1 et M_2, l'ordre de grandeur de cette divergence horizontale est notablement plus élevé que celui de la divergence proprement dite. On voit aisément (Fig. 2) que la divergence horizontale a pour ordre de grandeur $\left(\frac{V_2 - V_1}{M_1 M_2}\right)$, et, en conséquence, qu'il faut comparer $(V_2 - V_1)$ et $\frac{V}{T}(T_2 - T_1)$. Adoptant la formule du vent géostrophique, on écrit:

$$V_2 - V_1 = \frac{G}{2\omega}\left(\frac{1}{a_2 \sin \varphi_2} - \frac{1}{a_1 \sin \varphi_1}\right) = \frac{G}{2 f \omega P}\left(\frac{T_2}{\sin \varphi_2} - \frac{T_1}{\sin \varphi_1}\right),$$

et, d'autre part:

$$\frac{V}{T}(T_2 - T_1) = \frac{G(T_2 - T_1)}{2 a \omega \sin \varphi T} = \frac{G(T_2 - T_1)}{2 f \omega P \sin \varphi}.$$

Il reste donc à comparer:

$$\left(\frac{T_2}{\sin \varphi_2} - \frac{T_1}{\sin \varphi_1}\right), \text{ et } \frac{T_2 - T_1}{\sin \varphi},$$

φ, et a précédemment, désignant les valeurs moyennes de la latitude et de la masse spécifique entre M_1 et M_2.

[1] Sous la forme adoptée par exemple par R. Bricard, Le Calcul Vectoriel, pp. 140—142. Paris 1952.

Considérons le rapport de ces deux expressions:

$$\frac{\dfrac{T_2}{\sin\varphi_2}-\dfrac{T_1}{\sin\varphi_1}}{\dfrac{T_2-T_1}{\sin\varphi}} \# \frac{T_2-T_1\dfrac{\sin\varphi_2}{\sin\varphi_1}}{T_2-T_1}.$$

Appelant $\Delta\varphi$ la différence, que nous pouvons rendre aussi petite que nous le désirons, entre φ_2 et φ_1, il nous vient, pour le numérateur de cette fraction ($\cos\varphi$ voisin de 1, et $\sin\Delta\varphi$ voisin de $\Delta\varphi$):

$$T_2-\frac{T_1}{\sin\varphi_1}(\sin\varphi_1\cos\Delta\varphi+\sin\Delta\varphi\cos\varphi_1) \# (T_2-T_1)-T_1\frac{\Delta\varphi}{\operatorname{tg}\varphi_1},$$

le rapport devenant égal à:

$$1-\frac{T_1}{T_2-T_1}\cdot\frac{\Delta\varphi}{\operatorname{tg}\varphi_1} \# 1-\frac{T}{\operatorname{tg}\varphi}\cdot\frac{\Delta\varphi}{\Delta T}, \tag{6}$$

T et φ désignant les valeurs moyennes de la température et de la latitude sur M_1M_2.

La valeur absolue du nombre exprimé par la formule (6) est habituellement trés élevée. Si, tout d'abord, ΔT est proche de zéro (isothermes parallèles aux isobares), ce nombre est extrêmement grand en valeur absolue. Si T varie de M_1 à M_2, les cartes d'altitude montrent que cette variation n'excède pas un degré pour une variation d'un degré en latitude, de telles variations relatives, assez rares, se constatant surtout aux niveaux inférieurs et dans les régions ou est grand l'angle formé par les isobares et les isothermes. Ainsi, nous pourrons admettre pour $\Delta\varphi/\Delta T$ une valeur absolue qui ne saurait être inférieure à $\pi/180$, minimum de l'ordre de 1/60. Quant à $T/\operatorname{tg}\varphi$, nous pourrons en apprécier les limites en supposant T compris entre 213 et 273 (la première température s'appliquant aux niveaux voisins de la tropopause) et φ compris entre 15° et 75°, car nous désirons pour le moment exclure le cas des plus hautes latitudes. Il est alors facile de voir que $T/\operatorname{tg}\varphi$ admet ($\operatorname{tg}15^\circ=0{,}26795$, $\operatorname{tg}75^\circ=3{,}732$) un maximum de l'ordre de $1000\cdot(273/0{,}26)$ et un minimum de l'ordre de $57\cdot(213/3{,}732)$. Mais ce minimum évoque les très basses températures de la tropopause (sous les plus basses latitudes de l'intervalle où nous nous plaçons) et des niveaux où $\Delta\varphi/\Delta T$ est largement supérieur à 1/60 (le minimum ordinairement admis par $\Delta\varphi/\Delta T$ à ces niveaux étant de l'ordre de 1/20). Nous sommes donc amenés à conclure, pour la valeur absolue du produit $(T/\operatorname{tg}\varphi\cdot\Delta\varphi/\Delta T)$, à un nombre généralement très fort, dont la valeur ne peut descendre que de façon exceptionnelle et sous des latitudes voisines de 75° aux environs de 3. Nous pourrons, en conséquence, accepter, pour l'entemble de la troposphère et sous des latitudes comprises entre 15° et 75°, que la divergence est couramment beaucoup plus petite en valeur absolue que la divergence horizontale, étant entendu qu'il reste loisible, dans tous les cas, de comparer ces deux données au moyen de la formule [5]. Ce résultat permet, sans faire appel à l'hypothèse d'une diver-

gence nulle, de regarder comme *opposés les signes de la divergence horizontale et de la dérivée par rapport à l'altitude de la composante verticale de la vitesse.* Et le signe de la divergence horizontale est celui de $(V_2\,BD - V_1\,AC)$.

Mais, utilisant encore la formule [6], on peut observer que le signe du rapport de la divergence horizontale à la divergence, dès qu'en valeur absolue ce rapport est assez élevé, est celui de $(-T/\mathrm{tg}\,\varphi \cdot \Delta\varphi/\Delta T)$, ou, plus simplement, celui de $(-\Delta\varphi/\Delta T)$. Ce qui conduit à une conclusion simple. Deux éventualités sont en effet possibles: ou la température décroît dans le sens positif de l'isobare et la divergence est négative, ou la température croît et la divergence est positive. Dans la première, on constate que *la divergence horizontale est négative si l'isobare se dirige vers le Nord* ($\Delta\varphi > 0$, $\Delta T < 0$), et qu'elle est *positive si le sens positif de l'isobare est orienté au Sud* ($\Delta\varphi < 0$, $\Delta T < 0$). Les conclusions ne changeraient pas si la température croissait.

La formule [6] peut nous servir à noveau pour résoudre le cas offert par $\Delta\varphi = 0$. Elle continue de s'appliquer, et elle montre qu'alors la divergence horizontale et la divergence sont égales. Leur signe est déterminé par $(T_2 - T_1)$, mais il est bon de remarquer aussitôt, en revenant à la formule [5], que $\Delta Z/\Delta z$ devient nul, ce qui signifie que Z est constant. Si $\Delta\varphi$ et ΔT à la fois sont nuls, les deux divergences sont elles-mêmes nulles, ainsi que, encore, $\Delta Z/\Delta z$.

IV. Calculons $\Delta Z/\Delta z$ à l'aide de la formule (5) (Fig. 2):

$$\frac{\Delta Z}{\Delta z} = \frac{V}{T}\,\frac{T_2 - T_1}{M_1 M_2} - \frac{V_2\,BD - V_1\,AC}{\text{aire } ABDC},$$

et, en nous servant de la formule du vent géostrophique:

$$\frac{\Delta Z}{\Delta z} = \frac{G}{2\,a\,\omega \sin\varphi \cdot T}\,\frac{\Delta T}{M_1 M_2} - \frac{\dfrac{G \cdot BD}{2\,a_2\,\omega \sin\varphi_2} - \dfrac{G \cdot AC}{2\,a_1\,\omega \sin\varphi_1}}{M_1 M_2 \cdot (BD \text{ ou } AC)},$$

G étant supposé varier très peu entre M_1 et M_2 (de même par conséquent que BD ou AC). Il vient:

$$\frac{\Delta Z}{\Delta z} = \frac{G}{2\,\omega\,M_1 M_2}\left[\frac{\Delta T}{a\,T \sin\varphi} - \left(\frac{1}{a_2 \sin\varphi_2} - \frac{1}{a_1 \sin\varphi_1}\right)\right].$$

Or, $a = \dfrac{f\,P}{T}$, $a_1 = \dfrac{f\,P}{T_1}$, $a_2 = \dfrac{f\,P}{T_2}$, ce qui donne:

$$\frac{\Delta Z}{\Delta z} = \frac{G}{2\,\omega\,M_1 M_2\,f\,P}\left[\frac{\Delta T}{\sin\varphi} - \left(\frac{T_2}{\sin\varphi_2} - \frac{T_1}{\sin\varphi_1}\right)\right] =$$

$$= \frac{G\,\Delta T}{2\,\omega\,M_1 M_2\,f\,P \sin\varphi}\left(1 - \frac{\dfrac{T_2}{\sin\varphi_2} - \dfrac{T_1}{\sin\varphi_1}}{\dfrac{\Delta T}{\sin\varphi}}\right).$$

Revenant à la formule (6), nous voyons que l'expression entre parenthèses est très peu différente de: $T/\mathrm{tg}\,\varphi \cdot \Delta\varphi/\Delta T$, d'où:

$$\frac{\Delta Z}{\Delta z} \# \frac{G\,T \cdot \cos\varphi \cdot \Delta\varphi}{2\,\omega\,f\,P \cdot \sin^2\varphi \cdot M_1 M_2} = \frac{V}{\mathrm{tg}\,\varphi} \cdot \frac{\Delta\varphi}{M_1 M_2} \qquad (7)$$

relation qui prouve, sous les hypothèses du vent géostrophique, et pour des latitudes soumises à la seule condition d'être supérieures à 15° environ, que *le signe de* $\Delta Z/\Delta z$ *est celui de* $\Delta\varphi$, et que sa valeur absolue est proportionnelle à $\Delta\varphi/M_1 M_2$, quantité elle-même proportionelle à la tangente de l'angle formé par l'isobare $M_1 M_2$ avec, par exemple, le parallèle de M_1[1]. Résultat qui concorde avec les conclusions tirées du signe de la divergence horizontale, mais qui est plus direct.

Evaluons un ordre de grandeur au moyen de cette dernière formule en supposant: $V = 30$ mètres/seconde, $\varphi = 45°$, $\Delta\varphi/M_1 M_2 = \pi/180$ pour 300 kilomètres. On obtient environ: $\Delta Z/\Delta z = 1/600.000$ et, en admettant en moyenne une variation linéaire de Z, on aboutit, en partant d'une vitesse verticale nulle au sol (supposé horizontal), à une valeur de l'ordre de 1 cm/seconde à 6.000 m. dans l'air libre, ce qui correspond aux données habituelles.

La formule (7) donne un moyen assez grossier, mais qui peut être intéressant, de construire les variations de Z en fonction de z en agissant sur des couches successives et en supposant pour chacune d'elles une variation linéaire de Z par rapport à z, le coefficient de proportionnalité étant $\frac{V}{\mathrm{tg}\,\varphi} \cdot \frac{\Delta\varphi}{M_1 M_2}$, calculé à la base de la couche. Il est évidemment indispensable de partir du sol. S'il est horizontal, on considérera que Z y est nul. S'il ne l'est pas, on attribuera à Z une valeur déduite de sa pente et de la valeur et de la direction de V.

Fig. 3. AB, trajet élémentaire, se décompose en une projection horizontale AM et une projection verticale MB — $\Delta z \cdot \Delta t$ désignant l'intervalle de temps correspondant, v_h et v_z les composantes horizontale et verticale de la vitesse, $AM = v_h \Delta t$ et $MB = \Delta z = v_z \Delta t$

V. Dans ces dernières parties, nous renonçons à la notion de divergence pour résoudre le problème des composantes verticales de la vitesse au moyen de *gradient thermique vertical* γ. Voici une première relation s'appliquant à un *air non saturé*.

Nous avons, par définition même, γ étant positif ou négatif (Fig. 3):

$$\gamma = (T_1' - T_2)/\Delta z.$$

Si G_T désigne *le gradient de température le long de l'isobare horizontale* passant par A, *positif ou négatif* selon que les températures croissent ou décroissent dans le sens positif de l'isobare:

[1] L'arc de méridien passant par M_1 et borné par les parallèles de M_1 et M_2 a en effet pour longueur le produit de $\varphi_2 - \varphi_1$ par le rayon de la Terre.

$$\gamma = \frac{T_1 + G_T v_h \Delta t - T_2}{v_z \Delta t}$$

Il résulte de *l'équation de Poisson* que:

$$T_1 - T_2 \# \frac{0{,}288\, T_1 (p_1 - p_2)}{p_1},$$

si on admet que le trajet de la particule ponctuelle passant de A en B s'effectue adiabatiquement. Donc:

$$\gamma = \frac{0{,}288\, T_1 (p_1 - p_2)/p_1 \,.\, G_T v_h \Delta t}{v_z \Delta t}.$$

La formule de LAPLACE donne d'autre part, en attribuant la valeur $(T_1 + T_1'/2)$ à la température de la particule infiniment plate définie par les plans horizontaux de A et de B[1]:

$$p_1 - p_2 = 0{,}000341 \frac{2\, p_1}{T_1 + T_1'} \Delta z$$

ou:
$$p_1 - p_2 = 0{,}000341 \frac{2\, p_1 v_z \Delta t}{2\, T_1 + G_T v_h \Delta t}.$$

La valeur de $(P_1 - P_2/P_1)$ substituée dans l'expression de γ conduit à:

$$\gamma = \frac{2 \cdot 0{,}288 \cdot 0{,}000341\, T_1 v_z \Delta t + 2\, T_1 G_T v_h \Delta t + G_T{}^2 v_h{}^2 \Delta t^2}{2\, T_1 v_z \Delta t + G_T v_h v_z \Delta t^2},$$

et l'élimination des infiniment petits du second ordre en Δt donne:

$$\gamma = \frac{0{,}288 \cdot 0{,}000341\, v_z + G_T v_h}{v_z} = \frac{9821 \cdot 10^{-8} v_z + G_T v_h}{v_z},$$

ou encore:

$$\gamma_{\text{degré/cm}} = 9821 \cdot 10^{-8} + G_T \frac{v_h}{v_z}. \qquad (8)$$

Si $v_h = 0$ (air en expansion verticale, convection dans les couches inférieures), on retrouve le gradient adiabatique sec, de même que si $G_T = 0$ sans que v_z soit nul.

La Fig. 3 se rapporte à un air ascendant. Mais on peut reprendre le calcul pour un air subsident, et l'on obtient, conservant pour G_T la convention de signe indiquée, cette expression de γ, $(9821 \cdot 10^{-8} - G_T v_h/v_z$. Il est naturel de retenir la même formule dans les deux cas en considérant v_z comme *positif s'il s'agit d'ascendance* et comme *négatif s'il y a subsidence*. — Si $v_z = 0$, B est dans le même plan horizontal que A, et $T_2 = T_1$ puisque $p_1 = p_2$, ce qui signifie que *les isothermes sont parallèles aux isobares*. Ainsi *nous lions l'existence d'un gradient de température le long des isobares horizontales à celle d'une composante verticale de la vitesse*.

[1] Le coefficient 0,000341 se déduit des formules les plus élémentaires de l'hydrostatique.

L'expression de γ doit être regardée comme s'appliquant à un état d'équilibre, à une *circulation constituée*. Etant donné, en effet, un état préalable caractérisé par certaines valeurs de G_T, v_h, v_z (v_z étant positif ou négatif), la réalisation d'un régime exige un *brassage* qu'on peut ainsi concevoir: si la particule qu'on peut confondre avec le point A, amenée en B, affectée donc de la pression p_2, est de densité plus élevée que la particule représentée par B, elle tend à tomber après s'être mélangée à la particule B, affaissement qui modifiera v_z, puis v_h et G_T, jusqu'à l'établissement d'un régime stable: il en serait de même si le brassage était consécutif à une ascendance. Un régime correspondra à des valeurs de v_z, v_h, G_t et γ s'accordant dans la relation (8). Relation qui nous paraît offrir l'avantage de reposer sur l'hypothèse d'un gradient $G_T \neq 0$, situation très courante. En outre, si cette relation est acceptée, elle permet *le calcul de* v_z, en *grandeur* et en *signe*, en partant de G_T, γ et v_h, tous trois de calcul aisé sur les cartes tracées d'après les données des sondages.

Il est utile de noter aussitôt, dans l'esprit même du saisonnement que nous venons de présenter, quelle relation étroite existe entre les signes de G_T et de v_z. Sie on se réfère à la Fig. 3, il est impossible de ne pas admettre par continuité, étant donné l'extrême faiblesse des valeurs de v_z relativement aus valeurs de v_h, que la température T_1' doive être inférieure à T_1 si T_2 est inférieure à T_1, ou que T_1' soit plus grande que T_1 si T_2 elle-même est supérieure à T_1. Dans le premier cas, il y a ascendance, dans le second subsidence. Autrement dit, *G_T et v_z sont nécessairement de signes opposés.* Il résulte de la relation (8), puisque v_h est essentiellement positif, que γ est toujours plus petit que $9821/10^8$, valeur du gradient adiabatique sec. Or cette conséquence se vérifie sans exception, quand on a affaire à un air non saturé, par les données des radiosondages ou, moins directement, par les cartes synoptiques d'altitude représentant le relief de telle ou telle surface isobare avec la répartition des températures vraies rencontrés à ce niveau. Ces cartes procurent sans difficulté, pour l'épaisseur d'air comprise entre deux surfaces isobares, des gradients verticaux de température approchés et moyens dont la répartition géographique peut être définie grâce à des isolignes. On n'a pas de peine ainsi à s'assurer que la valeur du gradient adiabatique sec n'est jamais atteinte dans l'atmosphère libre.

VI. *Forme approchée de l'équation de Poisson dans un air saturé.* Soit un gramme d'air saturé, *en équilibre avec de l'eau liquide ou solide*, à T_1, p_1. Si nous diminuons la pression p_1 de Δp, il en résulte, dans l'hypothèse adiabatique, une diminution immédiate ΔT de T_1 telle que

$$\Delta T = 0{,}288\, T_1\, \Delta p/p_1.$$

Ce refroidissement provoque un excès d'humidité spécifique égal à $\frac{5}{8}\Delta f/p_1$, Δf étant la diminution de tension maxima de la vapeur d'eau relative à la décroissance ΔT ($\Delta f/\Delta T$ est facile à calculer à partir du tableau des tensions maxima de la vapeur d'eau en fonction de la température). L'excès d'humidité se condense pour une fraction $\varkappa$, ce qui

entraîne, d'après la formule de REGNAULT et en admettant en outre que la solidification de 1 g. d'eau condensée produit 80 calories environ (T_1 étant supposé d'abord inférieur à 273), un réchauffement de:

$$\varkappa \frac{5}{8} \frac{\Delta f}{p_1} \left[\frac{606{,}5 - 0{,}695\,(T_1 - 273) + 80}{0{,}2375} \right] = \varkappa \frac{\Delta f}{p_1} (2305 - 1{,}83\,T_1)\,.$$

Nous prenons pour chaleur spécifique de l'air la valeur à pression constante, 0,2375.

Le réchauffement ci-dessus doit porter la température du gramme d'air humide à une température Θ telle que l'humidité emmagasinée à l'état de vapeur d'eau y soit égale à l'humidité saturée h_θ. Or:

$$\Theta = T_1 - \Delta T + \varkappa \frac{\Delta f}{p_1} (2305 - 1{,}83)\,T_1\,,$$

et, si nous admettons une variation linéaire de l'humidité spécifique saturée dans l'intervalle $(T_1,\ T_1 - \Delta T)$:

$$h_\theta = h_{T_1} - \frac{\frac{5}{8} \frac{\Delta f}{p_1} \left[\Delta T - \varkappa \frac{\Delta f}{p_1} (2305 - 1{,}83\,T_1) \right]}{\Delta T}\,.$$

Mais, d'autre part,

$$h_\theta = h_{T_1} - \varkappa \frac{5}{8} \frac{\Delta f}{p_1}\,,$$

ou, en écrivant l'égalité de ces deux expressions de h_θ:

$$\varkappa = 1 - \varkappa \frac{\Delta f}{\Delta T} \frac{1}{p_1} (2305 - 1{,}83\,T_1)\,,$$

Nous obtenons finalement:

$$T_1 - \Theta = \Delta T - \frac{\frac{\Delta f}{p_1} (2305 - 1{,}83\,T_1)}{1 + \frac{\Delta f}{\Delta T} \frac{1}{p_1} (2305 - 1{,}83\,T_1)} = \frac{\frac{0{,}288\,T_1\,\Delta p}{p_1}}{1 + \frac{\Delta f}{\Delta T} \frac{1}{p_1} (2305 - 1{,}83\,T_1)}\,. \qquad (9)$$

Si, $T_1 > 273$, nous n'avons plus à tenir compte d'eau solide. L'application de la formule de REGNAULT seulement dans le calcul précédent conduit à:

$$T_1 - \Theta = \frac{0{,}288 \frac{T_1\,\Delta p}{p_1}}{1 + \frac{\Delta f}{\Delta T} \frac{1}{p_1} (2095 - 1{,}83\,T_1)}\,. \qquad (9\text{ bis})$$

Le calcul eut pu être mené en supposant, à l'inverse, $\Delta p > 0$ et un réchauffement initial suivi d'une évaporation. Le résultat, en valeur absolue, ne pouvait changer. On peut donc admettre les deux formules précédentes en donnant à Δp, suivant le cas, des valeurs ou positives ou négatives.

VII. *Relation, dans un air saturé, entre la composante verticale du vent et le gradient vertical de température.* Nous avons, dans tous les cas, γ étant positif ou négatif ($\gamma > 0$ si $T_1' - \Theta > 0$ pour $p_1 - p_2 > 0$; $\gamma < 0$ si $T'_1 - \Theta < 0$ pour $p_1 - p_2 > 0$):

$$\gamma = \frac{T_1 + G_T v_h \Delta t - \Theta}{v_z \Delta t} =$$

$$= \frac{\dfrac{0{,}288 \dfrac{T_1}{p_1} \Delta p}{1 + \dfrac{\Delta f}{\Delta T} \dfrac{1}{p_1} (2305 - 1{,}83\, T_1)} + G_T v_h \Delta t}{v_z \Delta t} \qquad (T_1 < 273).$$

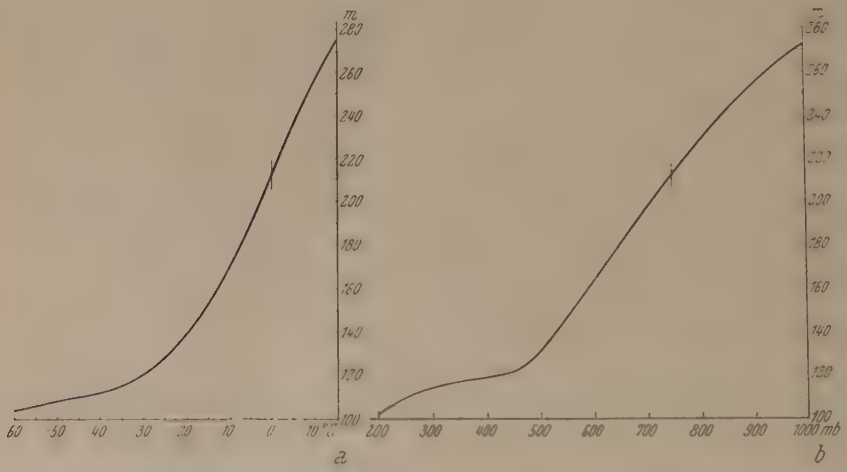


Fig. 4. Inverse du gradient adiabatique saturé pour $v_h = 0$ (ou $G_T = 0$), dans l'hypothèse de l'atmosphère standard. *a* En abscisses: les températures. *b* En abscisses: les pressions

Par ailleurs, l'équation de LAPLACE peut s'écrire (5):

$$\Delta p = 0{,}000341 \frac{p_1}{T_1} v_2 \Delta t .$$

Donc:

$$\gamma = \frac{9821 \cdot 10^{-8}}{1 + \dfrac{\Delta f}{\Delta T} \dfrac{1}{p_1} (2305 - 1{,}83\, T_1)} + G_T \frac{v_h}{v_z} \quad (T_1 < 273). \qquad (10)$$

Si $T_1 > 273$:

$$\gamma = \frac{9821 \cdot 10^{-8}}{1 + \frac{\Delta f}{\Delta T} \frac{1}{p_1} (2095 - 1{,}83\, T_1)} + G_T \frac{v_h}{v_z} \qquad (10 \text{ bis})$$

Mêmes conventions de signe pour G_T et v_z que dans le cas d'un air non saturé.

Si $v_h = 0$, on obtient pour γ la valeur du gradient adiabatique saturé. La même valeur est rencontrée si $G_T = 0$ sans que v_z soit nul. Si $v_z = 0$, les isothermes sont parallèles aux isobares.

La gradient adiabatique à saturation est une fonction de p et de T. Pour se faire une idée de ses variations, on peut partir des données de l'atmosphère standard, ce qui simplifie le problème en réduisant les variables à une seule. Dans l'atmosphère standard, $p_{\text{mb}} = 1013 \left(\frac{T}{288}\right)^{5{,}256}$. $\frac{\Delta f}{\Delta T}$, donnée observée, est fourni par divers tableaux[1]. Le calcul numérique aboutit aux résultats suivants:

T	p	$\Delta f / \Delta T$	γ
288°	1013 mb	1,1 mb	1°/275 m.
272°	750 „	0,462 mb	1°/213 m.
258°	568 „	0,153 „	1°/152 m.
243°	415 „	0,040 „	1°/120 m.
228°	243 „	0,0085 mb	1°/109 m.
213°	208 „	0,0017 „	1°/103 m.

La formule (10 bis) a été utilisée pour $T = 288°$, et la formule 10 pour les autres températures. Les basses températures de la haute troposphère correspondent à des gradients de plus en plus proches du gradient adiabatique sec pour $v_h = 0$ (ou $G_T = 0$).

Les valeurs du tableau ci-dessus permettent de construire les courbes des Fig. 4 (a et b) où les abscisses sont soit les températures soit les pressions de l'atmosphère standard, les ordonnées étant les inverses en mètres du gradient.

Comme dans le cas d'un air non saturé, nous admettrons, par un raisonnement de continuité, que G_T *et* v_z *ne peuvent être que de signes opposés*, d'où il suit encore que γ *a pour maximum la valeur du gradient adiabatique saturé* relative aux valeurs de p et de T recontrées au lieu A (Fig. 3).

VIII. Le rapprochement des résultats que nous avons obtenus dans l'étude des composantes verticales de la vitesse, soit à partir de la divergence, soit à partir du gradient thermique vertical, permet des *applications pratiques* étendues avec l'appui des cartes d'isohypses et d'isothermes

[1] Par exemple, dans l'Annuaire du Bureau des longitudes pour 1949, tableau des pressions maxima de la vapeur d'eau de 40° C à — 20° C; dans l'Annuaire pour 1956, pressions maxima jusqu'à — 90° C, de 10° en 10° à partir de — 30°.

vraies des surfaces isobares, cartes communément utilisées dans les services d'aérologie.

Ces cartes fournissant en tout point sans ambiguïté le signe de G_T donnent par là-même le signe de v_z, qui est opposé. La formule (7), où la composante verticale de la vitesse est désignée par Z, indique en outre, dans l'hypothèse géostrophique, le sens de variation de v_z, déduit du signe de $\Delta\,\varphi$. On a ainsi le moyen de délimiter, sur la carte se rapportant à telle surface isobare, des zones de subsidence et d'ascendance, en distinguant aussi, ce qui n'est pas moins important, si la subsidence (ou l'ascendance) croît ou décroît au-dessus de la surface.

IX. Il est enfin aisé de montrer que la *composante verticale de la vitesse* est liée par une loi simple à ce qu'on pourra considérer comme *l'intensité de la frontogénèse ou de la frontolyse*, en nous servant des formules (8), (10) et (10 bis). Selon la Fig. 3, on a, par exemple pour un air non saturé:

$$\gamma = \frac{T_1' - T_2}{\Delta z} = \frac{T_1 + G_T\, v_h\, \Delta t - T_2}{v_z\, \Delta t} = \frac{(T_1 - T_2)/\Delta t + G_T\, v_h}{v_z}.$$

Pour un air saturé, on aurait:

$$\gamma = \frac{(T_1 - \Theta)/\Delta t + G_T\, v_h}{v_z}.$$

L'expression $(T_1 - T_2)/\Delta\, t$, ou $(T_1 - \Theta)/\Delta\, t$, qui désigne la vitesse avec laquelle diminue (ou s'accroît), le long de la trajectoire élémentaire $A\,B$, la température de la particule, sera regardée comme désignant l'intensité I, au lieu A, du courant perturbé, ou l'intensité de la frontolyse (si v_z décroît au-dessus de A). On écrira:

$$\gamma = \frac{I + G_T\, v_h}{v_z}.$$

Cette forme de γ, rapprochée de la forme (8), donne:

$$\frac{I}{v_z} = 9821 \cdot 10^{-8} = \gamma_M.$$

Si, de même, on appelle γ_M la valeur du gradient adiabatique saturé, on a encore [formules (10) et (10 bis)]:

$$I = \gamma_M\, v_z. \qquad (11)$$

551.594.6

(Institut für Meteorologie und Geophysik der Freien Universität Berlin)

Das Funkstörungsminimum vom 9. Dezember 1957

Von

G. Malkowski

Mit 2 Textabbildungen

Zusammenfassung. Die synoptischen Ursachen des ausgeprägten Funkstörungsminimums vom 9. Dezember 1957 werden an Hand von flächenmäßig gemittelten Parametern untersucht.

Summary. The synoptic causes of the pronounced radio-disturbance minimum of December 9, 1957 are studied by means of surface-averaged parameters.

Résumé. Etude au moyen de paramètres moyens des causes synoptiques de la perturbation hertzienne du 9 décembre 1957.

Am 9. Dezember 1957 zeigte sich in den Berliner Sferic-Registrierungen ein markantes Minimum, eine Erscheinung, die auch in anderen deutschen Orten, z. B. Hamburg, beobachtet wurde. Der unterste Teil der Abb. 1 zeigt den Verlauf der Sferic-Tagessummen auf den beiden Bereichen (Ansprechschwelle > 20 mV/m bzw. > 400 mV/m) des Berliner Breitband-Längswellenempfängers in der Umgebung des 9. Dezember.

Synoptisch war die Wetterlage am 9. Dezember durch ein über der Rigaer Bucht liegendes Sturmtief von 960 mb gekennzeichnet, welches am Vortage noch bei Schottland lag. Im 500 mb-Niveau erstreckte sich die zugeordnete Frontalzone in West-Ost-Richtung über Mitteleuropa. Ein schwach angedeuteter Hochkeil über dem Mittelmeerraum war wohl auf den Divergenzeffekt im Delta der Frontalzone zurückzuführen.

Bei der vorliegenden Untersuchung wurde von der Tatsache Gebrauch gemacht, daß in der kalten Jahreszeit das Mittelmeergebiet eine Hauptstörungsquelle für Europa ist [*1*, *2*]. Ausgesprochene Extrema der Sferic-Häufigkeiten in Europa lassen sich nach den Erfahrungen des Verfassers fast immer auf entsprechende synoptische Extrema im Mittelmeergebiet zurückführen. Daher wurde im folgenden die Untersuchung auf dieses Gebiet konzentriert.

Aus der Überlegung heraus, daß die an einem bestimmten Ort beobachtete Sferic-Häufigkeit als Integral über sämtliche im Einzugsbereich des Empfängers liegende Einzelstörungsquellen aufzufassen ist, wurde deshalb zur Beschreibung der synoptischen Verhältnisse über einem größeren Gebiet ein räumliches (flächenmäßiges) Mittel der betreffenden Feldgrößen (Druck, Geopotential, Temperatur, Feuchte usw.) definiert, welches ebenfalls Integralcharakter hat. Man gelangt zu diesem Mittelwert, indem man an den Gitterpunkten eines über dem zu untersuchenden Gebiet liegenden Punktnetzes, das aus den Schnittpunkten jedes fünften Längen- und Breitenkreises besteht, die dort angetroffenen Werte der betreffenden Größe entnimmt, diese addiert und durch die Anzahl der Gitterpunkte teilt. Der so erhaltene Wert stellt im Sinne obiger Definition das Mittel der betreffenden Größe für das in Frage kommende Gebiet zu dem gewählten Termin dar. Da für Druck und Geopotential genügend genaue Isolinien in den synoptischen Arbeitskarten vorhanden sind, konnte für diese beiden Größen und für die Krümmungsform obiges Flächenmittel direkt berechnet werden. Bei der Berechnung der Flächenmittel von Temperatur (Boden und 500 mb) und Taupunkt (nur Boden) wurde eine etwas andere

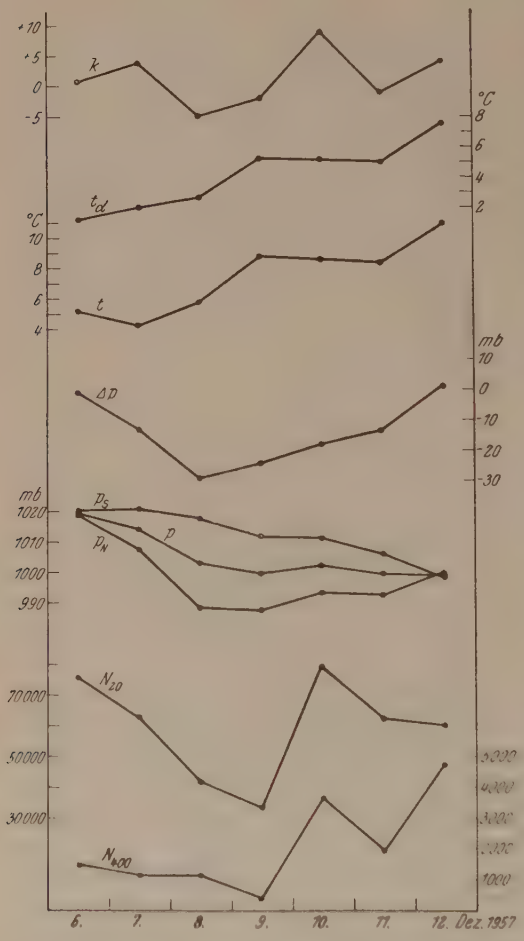


Abb. 1. Bodenwerte

N_{400} = Tagessumme der Sferics E > 400 mV/m
N_{20} = Tagessumme der Sferics E > 20 mV/m
p_N = Luftdruckmittel des Nordraumes (50° N bis 60° N)
p = Luftdruckmittel von Europa
p_S = Luftdruckmittel des Südraumes (35° N bis 45° N)
$\Delta p = p_N - p_S$
t = Temperaturmittel des Mittelmeerraumes
t_d = Taupunktmittel des Mittelmeerraumes
k = Krümmungsmittel des Mittelmeerraumes (positiv zyklonal)

Berechnungsform benutzt, da das Zeichnen dieser Isolinien-Scharen wegen der lokalen Störanfälligkeit von Temperatur und Taupunkt auf Schwierigkeiten stieß. Es wurden deshalb sämtliche gemeldeten Stationswerte, die in das untersuchte Gebiet (Mittelmeerraum) fielen, an Stelle der 27 Gitterpunktwerte von 35° N bis 45° N zur Berechnung herangezogen. Dabei ergaben sich bei der Boden-Temperatur im Mittel 55 Stationswerte pro Tag (06-Uhr-Termin) im Mittelmeerraum, beim Boden-Taupunkt ebenfalls 55 Stationswerte, dagegen bei der Höhen-Temperatur (500 mb) nur 14 Werte (00-Uhr-Termin). Beim Druck bzw. Geopotential wurde noch das Flächenmittel des Nordraumes von 50° N bis 60° N sowie das Gesamtflächenmittel von Europa von 10° W bis 30° E und von 35° N bis 60° N (Nord- und Südraum zusammen) berechnet. — Aus den Luftdruck-Mitteln des Nord- und Südraumes läßt sich als Differenz der beiden eine Größe für den Absaugeffekt ableiten, wenn man annimmt, daß der Absaugeffekt dem horizontalen Druckunterschied der beiden Gebiete proportional ist. Bekanntlich bewirkt ja dieser Effekt eine Verringerung der Schauer- und Gewittertätigkeit infolge Divergenz in der Bodenschicht und Absinken aus der Höhe bei Annäherung bzw. Vertiefung einer Zyklone, kann also durchaus als Parameter bei Sferic-Untersuchungen dienen. — Ferner kann man aus dem Mittel der Höhen-Temperatur 500 mb, der Boden-Temperatur und dem entsprechenden Mittel für das Geopotential den mittleren Temperaturgradienten Boden — 500 mb berechnen, der die Stabilitätsverhältnisse zu betrachten gestattet. Die erwähnten Mittel der einzelnen Elemente sind in den Abb. 1 (Bodenwerte) und 2 (500 mb-Werte) zusammen mit den Sferic-Tagessummen von Berlin wiedergegeben.

Diskussion der in Abb. 1 und 2 gezeigten Kurven

a) Bodenwerte (Abb. 1)

1. Bodenluftdruck p, p_N, p_S: Das Druckmittel von Europa (p) zeigt sein erstes Minimum zur Zeit des Stichtages (9. Dezember). Der schwache Anstieg am Folgetag geht auf das Zwischenhoch zurück. Der erneute Druckfall vom 11. Dezember an rührt von dem auf südlicherer Bahn heranziehenden nächsten Tief her. Das Druckmittel p_N des Nordraumes zeigt an den ersten vier Tagen den Vorbeizug eines Sturmtiefs im Norden an (Druckminimum am Stichtag), der nachfolgende Anstieg ist der Hochkeil vor der nächsten Zyklone, der durch großräumigen Druckanstieg verstärkt wird. Das Druckmittel p_S des Mittelmeergebietes spricht nur schwach und mit einer Phasenverschiebung von zwei Tagen auf die nördliche Zyklone an. Erst die zweite, auf südlicherer Bahn heranziehende Zyklone bringt stärkeren Fall. Denkt man sich zur Zeit des Funkstörungsminimums normale (ungestörte) Luftdruckverhältnisse von 1015 mb im Nordraum, so würde zur gleichen Zeit über dem Mittelmeer ein Hochdruckgebiet von 1040 mb liegen, d. h. trotz des absolut geringen Luftdrucks über Europa sind die Bedingungen für die Sferic-Produktion ungünstig, da gerade der Süden von einem starken Hochdruckgebiet beherrscht wird.

2. Druckdifferenz p_N—p_S: Setzt man, wie schon erwähnt, den in einem bestimmten Gebiet herrschenden Absaugeffekt proportional der horizontalen Druckdifferenz zwischen diesem Gebiet und seiner Umgebung, so ergibt sich im betrachteten Fall, daß zur Zeit des Funkstörungsminimums ein starker derartiger Effekt im Mittelmeergebiet auftritt. Daß der Effekt seine größte Intensität einen Tag vor dem eigentlichen Funkstörungsminimum hat, zeigt möglicherweise eine gewisse Trägheit der Sferic-Quellen im Ansprechen auf diesen Effekt an.

3. Temperatur t: Zum Temperaturverlauf im Mittelmeergebiet ist zu sagen, daß dieses am 9. Dezember auf der Südseite des Sturmtiefs von feucht-milder Atlantikluft überflutet wird. Am 12. Dezember erzeugt dann das schon beim Druck erwähnte zweite Tief eine Süd- bis Südwest-Strömung, die noch wärmere Luftmassen heranführt. Da Sferic-Quellen (nicht nur Gewitter, sondern auch Schauer bei hohen Taupunktwerten am Boden) Warmluftmassen bevorzugen, ist also der Temperaturverlauf prinzipiell für das Auftreten eines Funkstörungsminimums ungünstig.

4. Taupunkt t_d: Der Taupunktverlauf ist, wie zu erwarten, dem der Temperatur im wesentlichen parallel. Der Wert des Taupunktes zur Zeit des Funkstörungsminimums ist nicht ausgesprochen gewitterfeindlich, die Taupunktdifferenz von 3,5° ebenfalls nicht. Der Taupunktverlauf ist also ähnlich wie der Temperaturverlauf für die Ausbildung eines markanten Funkstörungsminimums ungünstig.

5. Krümmung k: Die Isobarenkrümmung k ist in einer Relativeinheit angegeben, + 27 würde reine zyklonale, — 27 reine antizyklonale Krümmung im Mittelmeerraum bedeuten. Wie man sieht, ist die Krümmung zur Zeit des Stichtages (und unmittelbar davor) schwach antizyklonal, was also das unter Punkt 1 (Druck) Gesagte über ein relatives Hochdruckgebiet im Mittelmeerraum unterstützt.

Zusammenfassung: Von den Bodenwerten erweist sich das Druckfeld mit dem daraus resultierenden starken Absaugeffekt als für die Ausbildung eines Funkstörungsminimums günstig. Temperatur, Feuchte sowie Absolutwert des Luftdrucks allein würden ein markantes Absinken der Sferic-Produktion nicht rechtfertigen.

b) Höhenwerte 500 mb (Abb. 2)

1. Absolute Topographie h, h_N, h_S: Während die absolute Topographie h_N des Nordraumes ihr Minimum am 9. und 10. Dezember erreichte, liegt gleichzeitig über dem Mittelmeerraum ein (relatives) Hochdruckgebiet von 560 geopot. Dekametern. Denkt man sich wie beim Bodendruck im Nordraum normale Verhältnisse von 540 Dekametern, so entspricht diesem ein Hochdruckgebiet von mehr als 580 Dekametern über dem Mittelmeer, also deutlich mehr, als der normale Anstieg der Topographie beim Fortschreiten nach Süden hin ausmachen würde. Die Höhendruckverhältnisse sind also ebenso ungünstig für die Sferic-Entstehung wie die des Bodens.

2. Temperatur t: Die höchste Temperatur im Mittelmeerraum wird am 9. Dezember erreicht, da von der rasch ostwärts ausgreifenden Frontal-

zone über Europa ein warmer Höhenkeil gerade über das Mittelmeergebiet gedrückt wird. Hohe Temperatur in der Höhe deutet aber auf stabile Schichtung hin (s. Punkt 3), behindert also die Sferic-Bildung.

3. Temperaturgradient Δt: Aus den hohen Zahlenwerten der absoluten Topographie und der Höhentemperatur im Mittelmeerraum resultiert zusammen mit der Bodentemperatur für den 9. Dezember der kleinste Temperaturgradient des betrachteten Zeitraumes, d. h. die Atmosphäre hatte gerade zum Stichtag ihre stabilste Schichtung.

4. Krümmung k: Die Krümmung der 500 mb-Isohypsen im Mittelmeerraum läuft im wesentlichen der absoluten Topographie h_S dieses Gebietes parallel. Sie erreicht am Stichtag ihren größten antizyklonalen Wert, wodurch das unter Punkt b) *1.* Gesagte unterstützt wird.

Zusammenfassung: Von den Höhenwerten erweisen sich alle untersuchten Parameter als für die Ausbildung eines markanten Funkstörungsminimums günstig. Könnte man einen dem Bodenabsaugeffekt ähnlichen Prozeß auch für die Höhe annehmen, so hätte die entsprechende Größe $\Delta h = h_N - h_S$ ebenfalls zum Stichtag ihr Maximum.

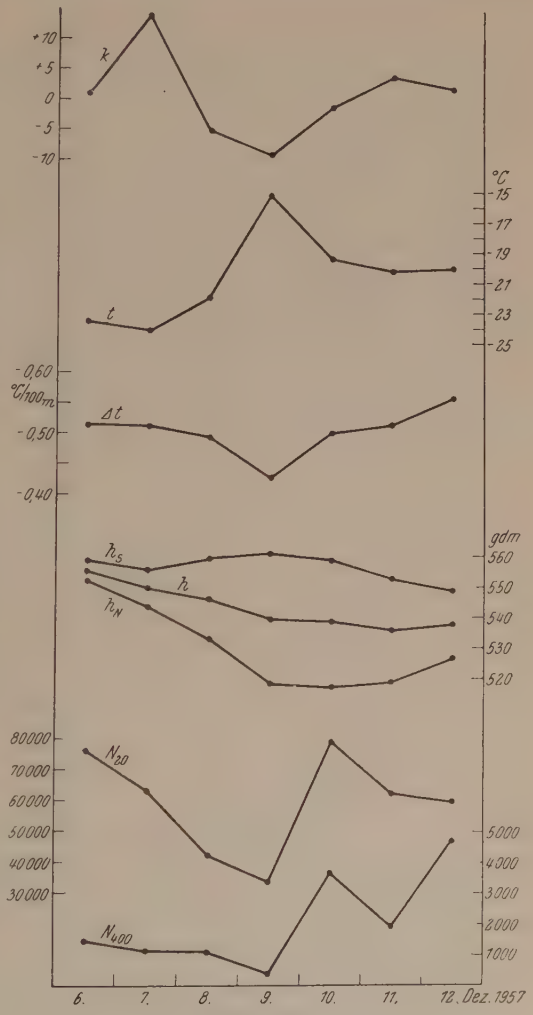


Abb. 2. Höhenwerte 500 mb

N_{400} und N_{20} wie in Abb. 1
h_N = Absolute Topographie 500 mb des Nordraumes
h = Absolute Topographie 500 mb von Europa
h_S = Absolute Topographie 500 mb des Südraumes
Δt = Mittlerer Temperaturgradient Boden-500 mb des Südraumes
t = Mittlere Temperatur in 500 mb (Südraum)
k = Krümmungsmittel in 500 mb (Südraum) (positiv zyklonal)

Auf Grund des unter a) und b) Angeführten kann man annehmen, daß die wesentlichen Effekte, die zum Auftreten des Funkstörungsminimums am 9. Dezember 1957 führten, in der Höhe zu suchen sind. Lediglich der aus der Konfiguration des Bodendruckfeldes resultierende starke Absaugeffekt dürfte von den Bodenwerten hinzukommen. Am bedeutungsvollsten ist wohl der sich aus der Advektion warmer, antizyklonal strömender Höhenluft am 9. Dezember ergebende stabile Temperaturgradient im Mittelmeerraum.

Zu den benutzten flächenmäßig gemittelten Parametern sei noch bemerkt, daß man bei Sferic-Untersuchungen das Gitterpunktnetz am günstigsten so wählt, daß es mit dem mittleren Einzugsbereich des benutzten Empfängers zusammenfällt. Will man ein kleineres Gitterpunktnetz verwenden, so sollte man es so legen, daß der Süden stärker berücksichtigt wird, da, besonders in der kalten Jahreszeit, die nördlichen Breiten nur sehr wenig zur Sferic-Produktion beitragen.

In einer weiteren Untersuchung soll ein Sferic-Maximum (z. B. das vom 10. November oder das vom 14. Dezember 1957) nach denselben Gesichtspunkten behandelt werden, um festzustellen, inwieweit die Verhältnisse dort umgekehrt lagen.

Literatur

1. World Distribution of Thunderstorm Days. WMO/OMM — No. 21. TP 21.
2. Vassy, E.: Physique de l'Atmosphère, S. 329. Paris, 1956.

551.575

(Meteorological Institution, Uppsala)

Synoptic and Mesoaerological Study of Radiation Fog[1]

Preliminary Report on Radio Soundings with Tethered Balloon and Single Observer

By

C. Morales

With 12 Figures

Summary. The present study was for the purpose of determining the conditions necessary to the formation of radiation fog. The temperature and relative humidity of the lowest stratum of the troposphere were sounded with a tethered balloon and radiosonde during a number of nights when the conditions were considered favourable for the formation of radiation fog: clear weather with effective net radiation, light wind, and high relative humidity at ground level. Advection fog was also studied on some occasions for comparison. The measurements were carried out in Uppsala. Meteorological phenomena of possible importance to the study were recorded concurrently with the measurements. The weather was analyzed synoptically and aerologically also on each occasion.

The results of the investigation suggest that the conditions necessary to the formation of radiation fog are not only an effective net radiation, light wind, and high relative humidity at ground level, but also that the wind must be light and the relative humidity high at some distance above the ground. This permits the more or less marked surface inversion to leave ground level and to rise as a layer of rapid temperature transition. This is brought about by the radiation gradually emitting from the upper surface of the layer of mist or fog, formed in the lowest and chilled air strata, which are subsequently cooled from above until an unstable lapse rate develops. As a result, the layer of rapid temperature transition is maintained rather intact as it rises. If the radiation continues without obstruction and the wind is light aloft, this layer migrates upwards until it reaches a level at which the relative humidity is so low that the cooling necessary for condensation does not occur by radiation, limiting the extension of the underlying fog. If the relative humidity is high

[1] Dedicated to Dr. Anders K. Ångström on the occasion of his 70th birthday.

only in the undermost air strata, the surface inversion cannot leave ground level and no fog will be formed aloft. If the wind is strong aloft, the process is hindered by the increased turbulent exchange occurring between the high and low strata.

Zusammenfassung. Die vorliegende Untersuchung, die in Uppsala durchgeführt wurde, hat zum Zweck, die für die Bildung von Strahlungsnebel notwendigen Bedingungen festzulegen. Temperatur und relative Feuchtigkeit der untersten Troposphärenschicht wurden mit Fesselballon und Radiosonde während einer Anzahl Nächte ausgemessen, in denen die Bedingungen für die Bildung von Strahlungsnebel günstig erschienen, somit bei klarem Wetter mit effektiver Ausstrahlung, leichtem Wind und hoher relativer Feuchtigkeit am Boden. Zum Vergleich wurden auch einige Fälle von Mischungsnebel (Advektionsnebel) untersucht. Die Bestimmungen wurden in Uppsala durchgeführt. Gleichzeitig wurden auch weitere meteorologische Vorgänge, die für diese Untersuchung von Bedeutung sein konnten, aufgezeichnet. Zudem wurde das Wetter synoptisch und aerologisch bei jeder Gelegenheit untersucht.

Die Ergebnisse dieser Untersuchung legen die Annahme nahe, daß die für die Bildung von Strahlungsnebel notwendigen Bedingungen nicht nur in effektiver Ausstrahlung, leichtem Wind und hoher relativer Feuchtigkeit am Boden bestehen, sondern daß auch in gewisser Entfernung über dem Boden der Wind schwach und die Feuchtigkeit hoch sein muß. Dadurch wird es der mehr oder weniger ausgesprochenen Bodeninversion ermöglicht, das Bodenniveau zu verlassen und als Schicht eines schnellen Temperaturüberganges in die Höhe zu steigen. Dies wird bewirkt durch die Ausstrahlung, die allmählich von der Oberseite der Nebelschicht ausgeht, welche sich in den untersten und ausgekühlten Luftschichten bildet, die sich nach und nach von oben her abkühlen, bis sich ein instabiler Temperaturgradient entwickelt. Infolgedessen wird die Schicht des schnellen Temperaturuebergangs beim Emporsteigen nahezu unverändert aufrechterhalten. Falls die Ausstrahlung ungehindert andauert und der Wind auch in der Höhe schwach ist, wandert diese Schicht aufwärts, bis sie ein Niveau erreicht, wo die relative Feuchtigkeit so niedrig ist, daß die für Kondensation notwendige Abkühlung nicht mehr durch die Ausstrahlung hervorgerufen wird, wodurch die Ausdehnung des darunter liegenden Nebels begrenzt wird. Wenn dagegen die relative Feuchtigkeit nur in den alleruntersten Luftschichten hoch ist, kann die Bodeninversion die Höhe des Erdbodens nicht verlassen und es bildet sich daher in der Höhe kein Nebel. Falls in der Höhe starker Wind weht, wird der Prozeß der Nebelbildung durch die verstärkten Austauschvorgänge zwischen den hohen und den niederen Schichten verhindert.

Résumé. Le but de la présente étude faite à Uppsala est de déterminer les conditions de formation du brouillard de rayonnement. On a mesuré à cet effet la température et l'humidité relative des couches basses de la troposphère à l'aide de ballons captifs et de radiosondes pendant un certain nombre de nuits apparemment favorables à la formation de brouillard, donc par temps clair, vent faible et forte humidité au sol. Quelques cas de brouillard d'advection ont été aussi retenus à titre de comparaison. En même temps on a relevé d'autres processus météorologiques pouvant être utiles; la situation météorologique fit l'objet d'une analyse synoptique et aérologique dans chaque cas.

Les résultats obtenus font penser que ce ne sont pas seulement le rayonnement, la faible agitation de l'air et la forte humidité relative au sol qui sont déterminants dans la formation du brouillard; le vent doit être faible et l'hu-

midité élevée également à une certaine hauteur au-dessus du sol: c'est alors que l'inversion plus ou moins prononcée peut s'élever. Cela résulte du refroidissement par rayonnement de la surface du brouillard bas; la couche froide au sol augmente alors d'épaisseur jusqu'à ce qu'un gradient vertical instable apparaisse. La couche de décroissance rapide de température se maintient tout en gagnant vers le haut, et le processus ne s'arrête que lorsqu'un niveau à faible humidité est atteint; la couche de brouillard a alors acquis son épaisseur maximum. Si l'humidité relative n'est forte que dans les couches les plus basses, l'inversion ne peut par contre quitter le sol et il ne se forme pas de brouillard plus haut. S'il y a du vent fort a une certaine hauteur, le processus de formation du brouillard est rendu impossible par le brassage des couches basses et moyennes.

I. Method of Observations

1. Site of Observation

The observations reported in the present paper were made at Rackarberget, close to the Observatory Park in Uppsala (Fig. 1).

2. Apparatus

The observations reported in the following, were made with a radiosonde instead of a meteorograph. The chief reason for this choice was the

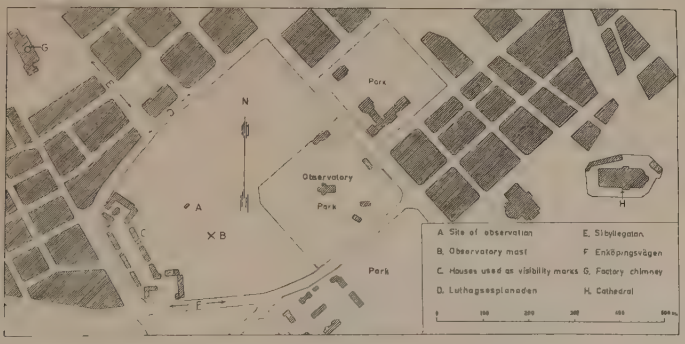


Fig. 1. Site of observation and surroundings in Uppsala

decrease in weight, and consequently the smaller number of balloons, resulting from the use of a light nylon cord instead of an approximately 8 times heavier electric cable. (The difference in weight between a cable and a nylon cord is 3.5 kg per 1000 m). Of course, a meteorograph without direct recording devices could have served, but this instrument would not have given any information during the course of the observation as to the differing layers of temperature and humidity. As a result the observer might overlook, or fail to localize exactly, layers of rapid temperature transition.

Radiosonde (Fig. 2): A modified *Väisälä* radiosonde was used, in which $T = +20°$ C lay approximately at 120 on the hyperbolic scale, and $T = -30°$ C at 30 on the scale. The pressure chamber was calibra-

ted at $\pm$ 0° C and — 20° C. P = 1050 mb lay at approximately 130 on the scale, and P = 880 mb at 30. These temperature and pressure curves were steeper than those obtained with the usual radiosonde and permitted a more accurate determination, since the ranges of temperature and pressure in these tethered balloon observations were more limited than in usual radiosonde measurements ($-30°\,C < T < +25°\,C$; $880\,mb < P < 1040\,mb$). This modification of the pressure chamber was not carried out until the autumn of 1956 (by Elvometer, Stockholm), before which the pressure measurements were not quite so accurate.

Fig. 2. Instrumental equipment (see text)

In order to increase the ventilation around the bimetal thermometer, its radiation shield was removed.

The radiosonde's switch was rotated by means of a small electric motor, constructed for the purpose by the German firm Albin Sprenger, and affixed to the sonde. Geared transmission, constructed at the Swedish Meteorological and Hydrological Institute caused the switch to revolve once in 40 seconds when the motor was powered with a 1.5 volt battery.

The battery was enclosed in a cylinder of porous plastic material (styrofoam) suspended from the base of the sonde. This heat insulation allowed the battery to supply power to the motor for 3 to 4 hours, even when the exterior temperature fell to — 20° C.

The radiosonde was powered by a dry battery insulated with porous plastic material with a lifetime equal to that of the motor battery.

Rolled hygrometer hairs were used in all determinations.

The *radiosonde receiver* was fully automatic and consisted of an SX-96 Hallicrafter radio receiver and a recorder built at the Swedish Meteorological and Hydrological Institute with its own power unit.

Winch: The winch stood indoors in a shed on a table, the cord running out through an opening in the wall. The winch drum measured 100 cm in circumference and carried 1000 m 1.4 mm braided nylon cord. The winch was equipped with brake, cord guide, revolution counter and a pawl to prevent reverse motion.

From the wall of the shed the cord ran to a stand consisting of a perpendicular pipe set in a heavy wooden cross firmly anchored to the ground with two cement weights (Fig. 2). On the pipe, a pulley was mounted with a horizontal axis. The cord ran round the pulley and out perpendicularly through the top of the pipe. This device functioned perfectly.

An Assmann ventilated psychrometer was suspended from a hook at the side of the pipe. A thermograph and a hygrograph were placed on a stand (Fig. 2). Since the winch was placed beside the radiosonde receiver in the shed, the observations could be carried out with ease by a single observer.

Balloon: Kytoon, Darex 8000 type. It consisted of an inner bladder of neopren and an outer covering of silk. The balloon measured somewhat more than 2 m^3 in volume, 320 cm in length, and 130 cm in breadth. It was inflated with hydrogen.

Owing to its stream lined shape and fins, the Kytoon balloon did not drift but steered into the wind, its lifting force increasing with the strength of the wind. The lifting force of the balloon at 300 metres and the inclination of the cord at different wind speeds are given in Table 1[1].

Table 1

Wind velocity knots	Lifting force KP	Angle of flight of anchor line degrees
0	1.0	0
5	about 2.3	15
10	„ 2.8	15
20	„ 3.9	25

On *measuring* the radiosonde's hygrometer was first calibrated indoors and outdoors against an Assmann ventilated psychrometer and the correction value for temperature calculated. The sonde was suspended in position below the balloon (Fig. 2), which was then sent up to the desired height. It remained there until the thermometer and hygrometer on the sonde assumed the local temperature and humidity values which were recorded on the temperature and humidity curves on the receiver. The time and height of the sonde were noted. The direction of the balloon, the tension of the cord, cloud conditions, hydrometeors, and optical phenomena were also recorded.

When the balloon was brought down to the ground, the correction values were generally determined again. The time was noted on the thermograph and hygrograph.

Evaluation of the results of measurements followed the lines of usual radio sounding.

The height above the ground of the sonde was assessed by the length of cord played out and by the values for atmospheric pressure.

[1] Table taken from Dewey and Almy Chemical Company, Cambridge, Mass., U. S. A. (form 364. — A 2/1/50).

Discussion of Error

Temperature: In order to assess the margin of error in the temperature, the standard deviation of the different correction values for the night in question was calculated according to the equation:

$$\sigma_T = \pm \sqrt{\frac{\Sigma (\Delta T_i - \Delta \bar{T})^2}{n}}$$

in which ΔT_i is the individual temperature correction, ΔT the mean value of the total number of corrections (as a rule 3 to 5), and n the number of observations. The standard deviation for 31 such corrections amounted to $\pm$ 0.2° C, and the maximum individual deviation from the mean to 0.5° C.

Relative Humidity: The standard deviation for the relative humidity was calculated in the same manner as for temperature (after correction for the influence of temperature on the hair hygrometer according to Nyberg, 1940); this gave $\sigma_U = \pm 3.4\%$, the maximum individual deviation from the mean being 7 per cent.

Height above the Ground of the Radiosonde: Up to the night of 27/28 September 1956, before the modification of the pressure chamber had been carried out, the margin of error attached to determining observations of the sonde's height from the atmospheric pressure was between 30 and 40 m; after this date the margin of error was reduced to 10 m at the most (assuming the sum of evaluation errors to be 0.4 units).

II. First Results of the Observations

A detailed report of all the measurements carried out by the author will be published in a later paper together with full tables of the values obtained and the observation records. The present preliminary report deals only with two observation series: those conducted on the night of 9/10 March 1956, when no fog formed, and on 20 November 1956, when fog formed. The tables in the present paper give only visual observations, not the numerical values determined.

It should be noted that:

1. All hours are given in MET unless followed by a z, in which event the time is given in GMT.

2. Wind direction at the level of the balloon was usually assessed by the drift of the balloon (inclination of the anchor line) or by direct observation of the balloon with field-glasses.

3. The term 'very dense fog' corresponds to code number 90,
'dense fog' „ „ „ „ 91,
'moderate fog' „ „ „ „ 92,
'light fog' „ „ „ „ 93
for visibility in the WMO SYNOP Code.

4. The height of the cloud base was generally assessed against the 54-metre chimney of a factory, the 119-metre Cathedral steeple, or the Kytoon balloon. Table 2, below, gives the distance and direction to the visibility marks and their height (see also Fig. 1).

Table 2

Visibility mark	Direction	Distance metres	Height of top metres
Observatory mast on Rackarberget	SE	80	—
Houses	WSW	120	—
Crossing of Sibyllegatan and Luthagsesplanaden	NNW	200	—
Factory chimney	NW	500	54
Cathedral	E	900	119

5. Observation of the components of the fog was carried out with a strong electric torch. Against a dark background, the nature of the fog particles could be determined with fair accuracy. Single large droplets and/or snow crystals could be distinguished, since their rate of fall was always appreciably greater than that of the large body of small fog droplets.

Observations on March 9–10, 1956

The observations are given in Table 3

Table 3

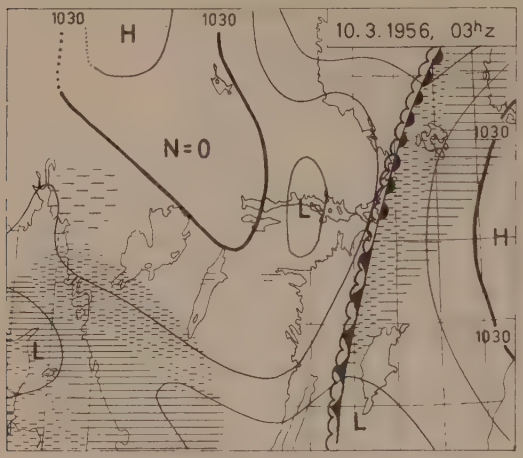
Time	Height m	Wind direction at balloon level	Observations (ground level)
21h 40m			Cloudless, smoke spreads in veils. Visibility good.
22 29			Cloudless. Visibility good.
00 22	336		Balloon clearly perceptible.
00 26	416	S	
00 31			Hoar frost on the cord.
00 43	408	Calm	Balloon at the zenith.
02 51			Chimney smoke sharply defined.
02 58	66	S	
03 09	216	S	Wind increasing somewhat.
03 16	359	S	
03 32			Smoke veils moving faster.
03 56			Ground wind veering to NNW 1.5 m/sec.
04 01	10	N	
04 04	4	Calm	Calm, smoke motionless.
04 53	184	SW	Cloudless.
05 11			No fog; no fog bands.
05 18			Day breaking. Smoke veils but visibility good.

Weather Situation: see weather map 03hz 10 March 1956 (Fig. 3) and 850 mb map 02hz 10 March 1956 (Fig. 4). No fog formed in Uppsala.

An Arctic air mass which had invaded Scandinavia and Central Europe during the preceding days was gradually replaced by maritime Polar and Tropical air on March 9 and 10. The Arctic front extended on the morning of March 10 from SSW to NNE over the Baltic, Stockholm's archipelago, and western Finland. Over Svealand it was cloudless with light winds. The Polar air did not reach ground level at any point in Svealand, where a thin

layer of Arctic air persisted with temperatures down to —19° C in Dalarna. In north-western Norrland temperatures were generally above zero.

Close to the Arctic front in the Arctic air there lay an extensive area of fog and Stratus clouds over the Baltic and the southern portion of the



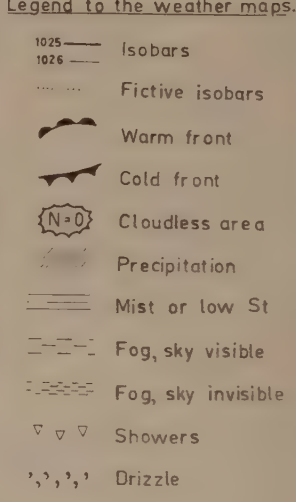
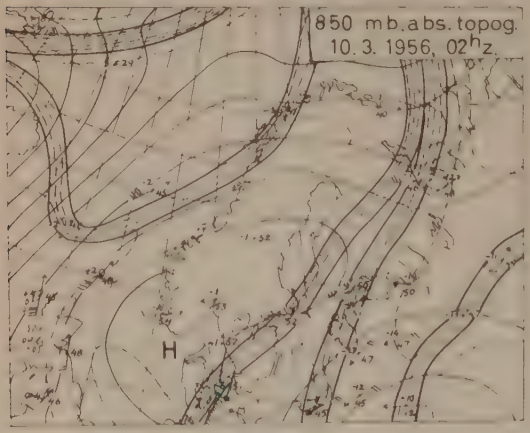


Fig. 3. Weather map, 03hz 10 March 1956

Gulf of Bothnia. Other widespread areas of fog lay over south-western Sweden, the Kattegat and Denmark. No fog formed in Uppsala during the night, but fog with sky visible was reported at 06hz from Västerås on



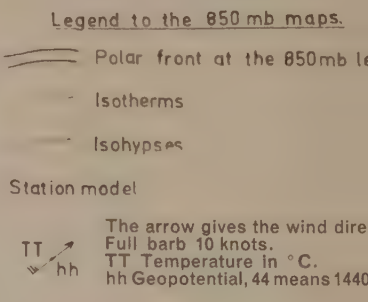
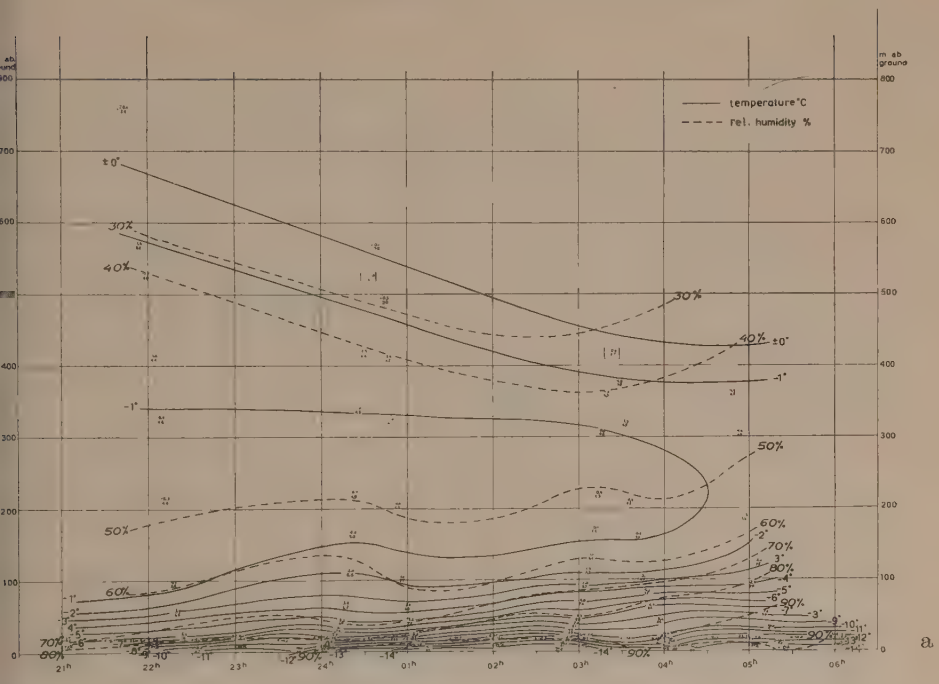
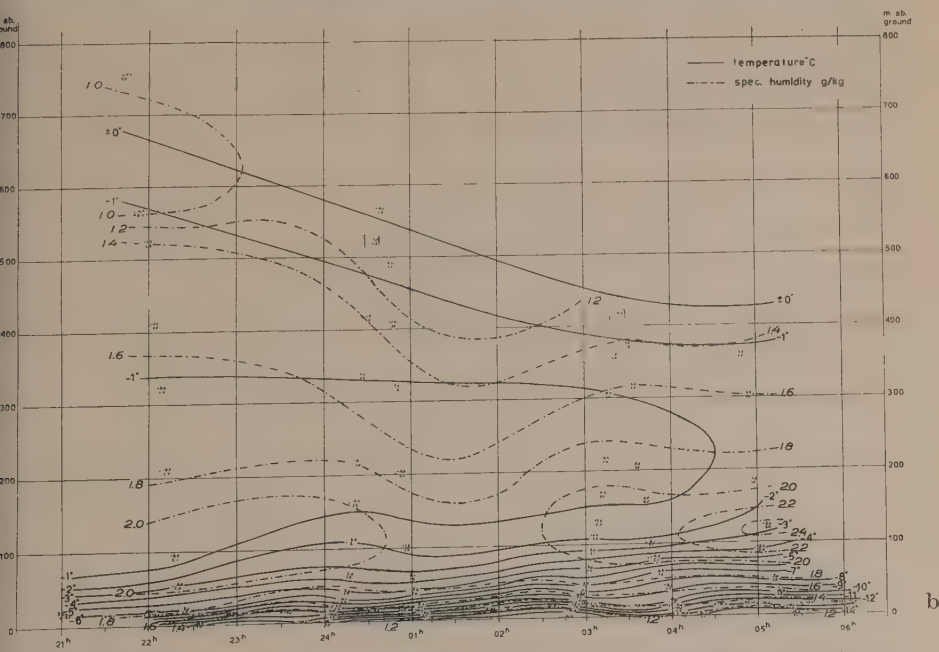


Fig. 4. 850 mb map, 02hz 10 March 1956

Lake Mälaren. The weather maps for March 9 and 10 suggest the air mass over Uppsala during the night of the measurements not to have passed over any large expanses of water after crossing the Scandinavian Mountains.



a



b

Fig. 5. Time cross-section, 9—10 March 1956. Solid lines represent temperature in °C, dashed lines relative humidity in per cent, dash-dotted lines specific humidity in grams per kilogram

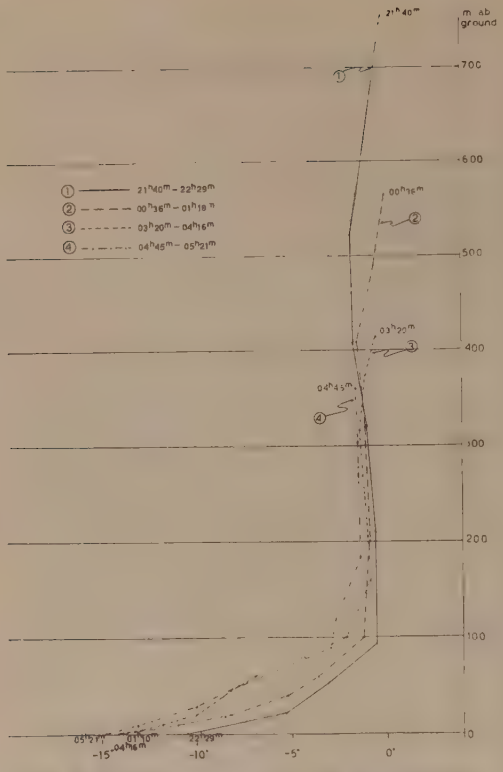


Fig. 6. Sounding curves, 9–10 March 1956

The time cross-section (Fig. 5) and the sounding curves (Fig. 6) show marked surface inversion to have occurred; this did not rise above ground level at any time during the night. The relative humidity decreased fairly continuously with height, while the specific humidity at first increased with height and subsequently decreased. The temperature and relative and specific humidity at a height of 20 m (Fig. 7) show a fairly irregular course. This might be attributed to changes in wind speed. Sharply defined veils of chimney smoke were observed at $02^h\,51^m$ (Table 3) when the temperature curve fell to a new minimum value. At $03^h\,09^m$, "wind increasing somewhat" was observed, and at $03^h\,32^m$ "smoke veils moving faster." At the same time, the temperature rose from —11.5° C to —9.5° C. At $04^h\,04^m$ it was calm and the temperature again fell 2.5° C to —12.0° C. The observation

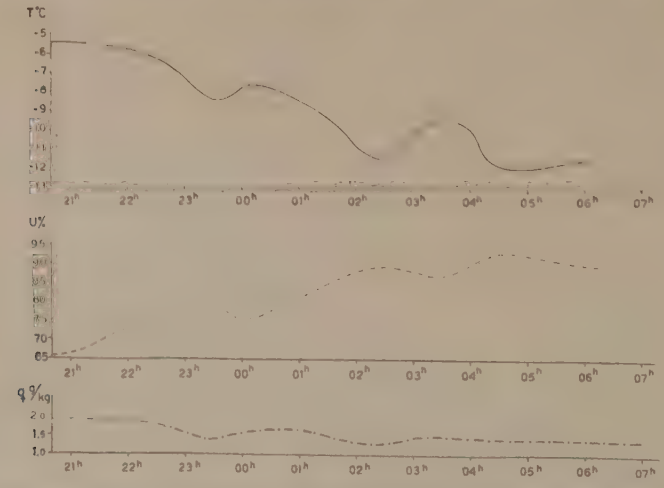


Fig. 7. Temperature (T), relative humidity (U) and specific humidity (q) at a height of 20 m above ground, 9—10 March 1956

at $00^h\,43^m$, when the balloon was at the zenith, suggests that the wind was also light aloft.

The time cross section (Fig. 5) indicates that warm air was coming in at heights above 400 to 500 metres.

Determination on November 20, 1956

The observations are given in Table 4

Table 4

(See also Fig. 1)

Time	Height m	Wind direction at balloon level	Observations (ground level)
$00^h\,01^m$			Bright moonlight, smoke veils in waves over the houses in WSW. Cathedral visible but a layer of haze is present at approximately 80 metres. Calm.
00 28	400	W	Cloudless; light smoke veils.
00 43	720	Calm	Heavy smoke veils from the south. Cloudless.
00 48	800	Calm	Smoke veils; cloudless; calm. Haze at the Cathedral at approximately 80 metres.
01 08	650	Calm	Cloudless; calm. Heavy smoke haze towards the Cathedral.
01 21	400	Calm	Smoke haze towards the Cathedral lifting. Visibility good.
01 36	100	Calm	Visibility good, possibly very thin Stratus. Faint corona round the moon. Cathedral fully visible. Calm.
01 46	20	NW	Calm. Through the field-glasses there appears to be fog in the west, north of the houses in WSW. The top of the factory chimney in Stratus.
01 49	10	NE	
01 54			Stratus increasing.
02 05			Stratus increasing but still thin. Faint corona round the moon.
02 11	10	ESE	Stratus decreasing somewhat. Calm; misty. Cathedral not visible.
02 16	1		Sound lowered to 1 m in order to ascertain that the relative humidity decreases with diminishing height from 20 m.
02 17			Fog patches over Enköpingsvägen. Street lamps in fog.
02 25			Fog patches over the plain south of Enköpingsvägen and on Sibyllegatan in NW; elsewhere only mist. Stratus. Moderately bright, single ringed corona. Calm.
02 31			Stratus at a height of 40 m in waves moving north-east. Waves approximately 4 m in length.
02 36	80		Dense Stratus from SW. No corona round the moon. Balloon faintly visible.

Table 4 cont.

Time	Height m	Wind direction at balloon level	Observations (ground level)
02h 39m	90		Increasing Stratus. Moon fully visible but not the balloon. No corona round the moon.
02 48			Fog patches disappeared in part. Overcast with Stratus. Cloud base approximately 40 m. Moon visible through the Stratus but appreciably less clearly. Uniform Stratus layer although drifting Stratus from SSW occasionally perceptible.
03 03			Stratus undulatus with periodic faint corona. Stratus drifting from SW.
03 17			Suggestion of fog in WNW . Factory chimney no longer visible. Stratus undulatus with corona.
03 29			Light fog. Two ringed corona round the moon. The radius of the inner aspect of the inner ring is 1.3° and of the outer side of the outer ring 2.5°.
03 35	30		Moderate fog in all directions. Balloon visible.
03 41			Dense fog towards Luthagsesplanaden, moderate towards the houses in WSW. Moon visible.
03 44			Dense fog in all directions.
03 48			Very dense fog. No lights visible from either Luthagsesplanaden or the houses in WSW. Moon visible.
04 07			Very dense fog. Visibility approximately 70 m.
04 14	15	NW	Balloon visible. Moon visible, surrounded by faint two ringed corona.
04 18			Fog droplets composed exclusively of supercooled water. Snow appears not to disperse the fog near the ground surface. Ground wind NW 1 to 2 m/sec.
04 21			Tension of the cord suggests the wind to be increasing. Balloon not visible.
04 29			Moon faintly perceptible through the fog. Ground wind NW 1 m/sec.
04 42	300	W	Fog droplets composed exclusively of supercooled water, including those nearest ground surface. The snow appears not to disperse the fog.
05 07			Moon still faintly perceptible. No corona.
05 15			Assmann thermometer lying on the ground, not ventilated, read −7.4° C. Fog still dense.
05 29			Fog somewhat less dense. Fog droplets still exclusively supercooled.

Table 4 cont.

Time	Height m	Wind direction at balloon level	Observations (ground level)
05h 34m			Assmann thermometer, not ventilated, read — 7.5° C at a height of 50 cm. Ground wind E ½ m/sec.
05 44			Fog denser than ever. Moon very faintly perceptible through the fog. Ground wind E ½ m/sec. Assmann thermometer, not ventilated, read — 7.5° C at a height of 50 cm.
05 53			Assmann thermometer, not ventilated, on the ground, read — 7.1° C. Extremely dense fog. Visibility approximately 30 m. Moon not visible.
06 02			Fog decreasing in density. Visibility roughly 300 m.
06 14	25	NNW	Balloon visible but not so the moon. Dense fog.
06 24			Some few granular snow particles precipitated at perceptibly greater rate of fall.
06 38	50		Very dense fog. Only droplets. Balloon not visible.
06 45			Very dense fog. Only droplets, no ice crystals.
06 57			Very dense fog. Observatory mast faintly perceptible at a distance of 80 m. Day breaking.
07 14			Very dense fog. Only droplets, no ice crystals.
07 28			Very dense fog.
07 49			Very dense fog. Neither Luthagsesplanaden nor the houses in WSW are visible.
07 55	60		Balloon perceptible.

Weather Situation: see weather map 06hz 20 Nov. 1956 (Fig. 8) and 850 mb map 02hz 20 Nov. 1956 (Fig. 9).

A high pressure area developed over Scandinavia following an invasion of Arctic air over Northern Europe and Western Russia during the days preceding the determination. Over Sweden, the wind was generally light on November 18, except the Baltic and the Gulf of Bothnia where the northerly breeze was still moderate to strong on the morning of November 18. On November 19, the wind over the whole of Scandinavia had decreased and the area lay under a fairly level and widespread area of high pressure. Maritime Polar air started to flow in over Northern Norway on the morning of November 19 with south-westerly winds. On the 850 mb map of November 19 14hz the Arctic front extended in a south-westerly to north-eastly direction from south-east Götaland up towards the Kola Peninsula. It was at first not readily perceptible on the weather maps, since its cloud system was almost dispersed and it was not followed by rising ground temperatures—the slow current of maritime Polar air behind the front was not capable of dislodging the layer of cold and heavy Arctic air still covering the central areas of Scandinavia.

When the period of measurement began in Uppsala, the front was just passing over Uppsala. In the cross section (Fig. 10), a fairly marked inversion is perceptible, the temperature increasing by 5° C between 400 and 700 m at midnight; it sank some hundreds of metres during the night. It appeared that this inversion was the Arctic front.

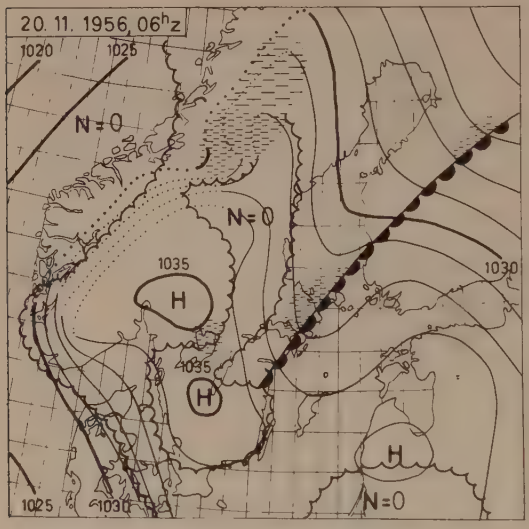


Fig. 8. Weather map, 06hz 20 Nov. 1956

The relative humidity was high up to the inversion, above which level it was extremely low, less than 10 per cent, and subsequently rose slowly with height.

It seems unlikely that the marked undulations in the front were attributable to errors of measurement, the conformity of the values was too striking. In all probability, there were fluctuations of appreciably less magnitude within the large undulations.

At the start of the determination, a layer of rapid temperature transition had formed at a height of 10 to 30 metres. When the first Stratus bands appeared at $01^h\,36^m$ (Table 4), the layer of rapid temperature transition lay at a height of 25 to 50 metres. At $01^h\,46^m$ the tip of the 54-metre factory chimney was obscured by Stratus, indicating the cloud base to be between 45 and 50 metres. The layer of rapid temperature transition probably lay at a height of between 30 and 60 metres. This implies that the Stratus bands were formed in the upper portion of the temperature transition layer—assuming the height of this layer to be the same at the site of determination as at the chimney. The highest value for relative humidity was recorded at a height of between 30 and 40 metres.

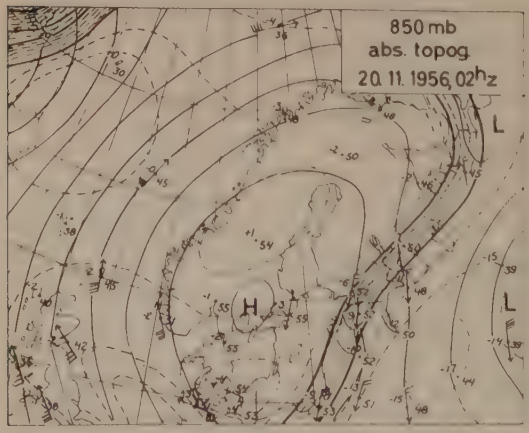
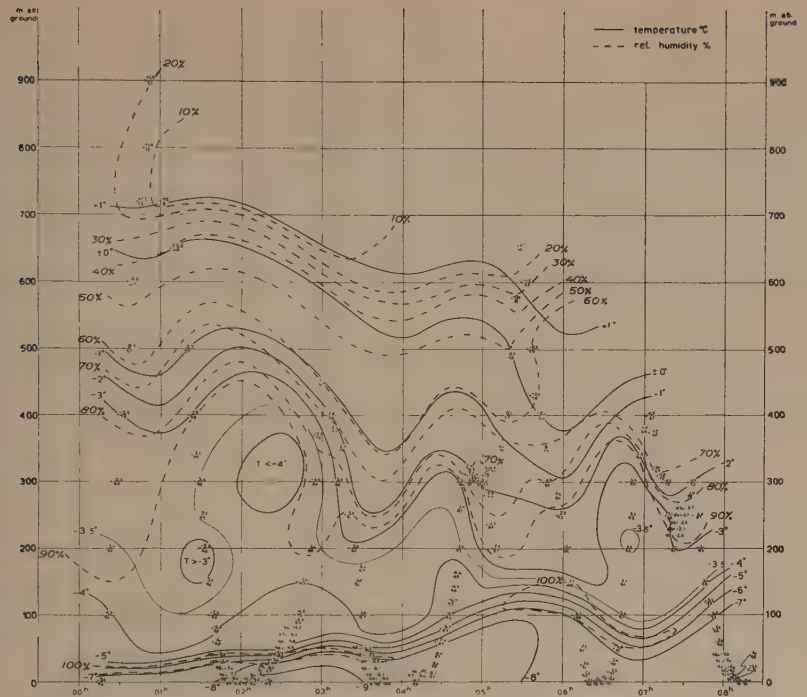
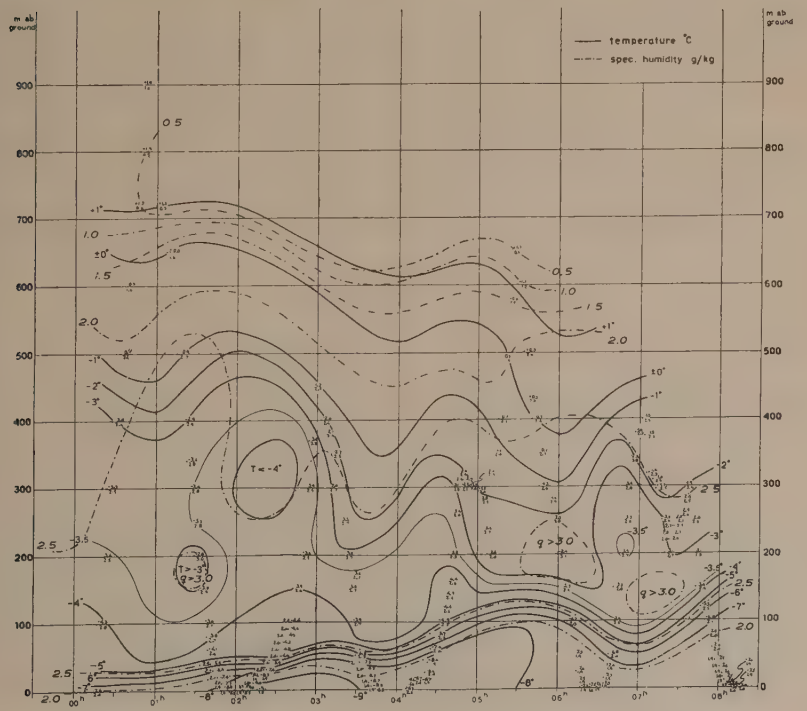


Fig. 9. 850 mb map, 02hz 20 Nov. 1956

Later observations record Stratus increasing in density from the southwest and patches of shallow fog. This might have been a radiation fog formed



a



b

Fig. 10. Time cross-section, 20 Nov. 1956. Legend see Fig. 5

at some distance from the measurement site, drifting towards it preceded by Stratus. But it may equally well have been Stratus forming simultaneously over a large area. The author believes the latter explanation to be the most plausible, since the weather conditions were very similar over a large area around Uppsala; this implies that Stratus may well have formed over this area. Minor variations in the Stratus layer may, of course, have been caused by the orography.

As the Stratus increased in density, the fog patches disappeared. This may have been due to the decrease in radiation from the ground being

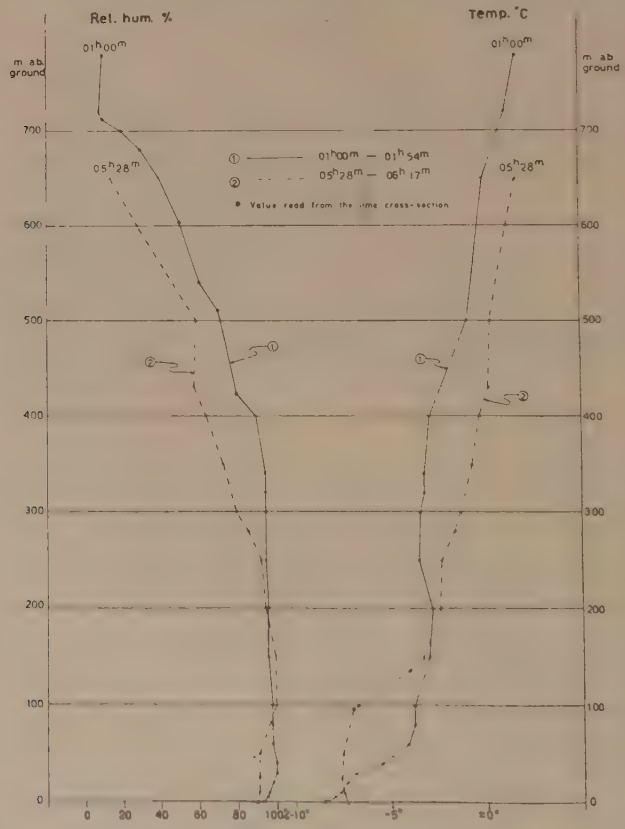


Fig. 11. Sounding curves, 20 Nov. 1956

so great that no new fog formed, while the fog already formed was dispersed by the snow.

The fog formed at $03^h\ 29^m$ and increased rapidly in density. The author, who observed its formation closely, was under the impression that the fog formed at the site and that it was not the product of advection.

Assuming a snow cover to have a markedly dispersing effect upon a supercooled water fog, the visibility should have increased towards ground

level. The author observed the fog at the lowest levels (down to approximately 5 cm over the ground) on several occasions during the night, but failed to detect any increase in visibility at these levels. This may have been attributable to the turbulent exchange within the fog layer being so effective (a light ground wind was recorded from $04^h\ 21^m$), and the vertical movement in the undermost air strata so small, that only a very limited part of the fog approached sufficiently close to the snow to be affected by it. But if the fog had passed through a snowcovered spruce forest for instance, it would probably have been thinned appreciably, as was noted by BERGERON (personal communication).

Undulations also occur within the layer of rapid temperature transition. There appears to be no relation between the undulations and the density of the fog, nor between these undulations and those in the arctic front.

The greatest fog density was recorded around $05^h\ 50^m$, when visibility was 30 m. At $05^h\ 44^m$ the moon was still perceptible, but it was no longer visible at $05^h\ 53^m$.

Granular snow particles were noted on only one occasion, at $06^h\ 24^m$; otherwise, the fog was composed exclusively of supercooled water droplets.

When the Stratus clouds appeared at about $01^h\ 30^m$, the difference in specific humidity above and below the layer of rapid temperature transition was 0.8 g/kg. Once the fog had formed, this difference gradually increased to 1.2 g/kg.

The ascent curves (Fig. 11) show how the layer of rapid temperature transition moved upwards, while at the same time the stratification below this layer changed from a pronounced temperature inversion to a moist-adiabatic lapse rate. The relative humidity showed a slight increase up to the level of rapid temperature transition, above which the value remained unchanged or decreased somewhat up to the Arctic front in which it gradually fell to very low values.

III. Discussion of the Results

The formation of radiation fog has long been thought to be favoured by certain atmospheric conditions [TAYLOR (1917); NYBERG (1942); PETTERSSEN (1940) and (1956); GOLD (1947); GEORGE (1951); and others]. These include:

1. Cloudless sky with effective net radiation.
2. Light wind or calm.
3. High relative humidity.
4. Absolute or specific humidity increasing with height.

In the presence of these four conditions, radiation fog would form in the following manner [PETTERSSEN (1940), and others]: When, as is usual, the wind decreases towards evening, the turbulence diminishes rapidly with an accompanying quick decrease in heat transport towards the ground and humidity transport upwards. The surface of the ground and the air immediately above it are cooled appreciably owing to the effective net radiation. If the initial relative humidity is high, the air will be cooled to below its dew point and fog will form.

In a later paper, PETTERSSEN (1956) describes the process in more detail: "Such fogs develop as a result of nocturnal cooling of relatively

windless air over land, particularly when the air previously has been moistened by rain or wet ground . . ."

"When the outgoing radiation at the ground exceeds the incoming radiation, the ground temperature begins to fall, and so does the temperature of the air in contact with the ground. If the wind is sufficiently light, the turbulent flux of heat will not suffice to maintain a normal lapse rate, and a temperature inversion forms at the ground. As the cooling progresses, the temperature falls steadily, and the inversion deepens. At the same time the moisture content decreases, but in such a manner that the relative humidity increases. At a certain relative humidity, which depends upon the composition and number of the condensation nuclei, a mist forms and gradually thickens into a fog . . ."

"As the cooling progresses, the moisture inversion and the fog increase in depth. The rate of fall of temperature at the ground then becomes retarded and thus becomes the rate of fall of the moisture content. *The moisture and temperature inversions gradually move toward the upper part of the fog layer.* In the fog, radiation is absorbed and reemitted both upward and downward, with the result that *the radiative surface is virtually moved upward in the fog while the layer below tends toward isothermal stratification* (italics by present author). Although all layers cool, the level near the fog top will act as the virtual radiative surface, and the strongest temperature gradient is found across the upper surface of the fog . . ."

This concise and lucid description of the formation of radiation fog is largely corroborated by the present author's observations, with the exception of the italics. These will be discussed in more detail in the following.

On the occasion upon which radiation fog formed in Uppsala under the author's observation, the sky was cloudless and the gradient wind light. However, this applied equally to the majority of other occasions upon which no fog formed. The essential difference between these two types of weather was the distribution of the relative humidity with height. In every instance when radiation fog formed, the initial relative humidity was high, 90 to 100 per cent, up to a height of several hundred metres, whereas it decreased more or less rapidly with height on the occasions when fog failed to form.

As is demonstrated in the following, a high relative humidity up to a considerable height is a prerequisite for the formation of any major radiation fog.

In the author's view, the following three conditions should be fulfilled if a radiation fog of any importance is to form:

1. Sufficient effective net radiation.
2. Light gradient wind.
3. High relative humidity, not only in the air strata nearest the ground but also at a height of 100 metres or more.

In the presence of these three conditions, it is superfluous to specify that there should also be increasing specific humidity with height, for this will always be so when a surface inversion has developed as a result of the effective net radiation.

IV. Formation of Radiation Fog

(See also Fig. 12)

The cycle of events in the observations carried out by the author showed many similar features. In every instance, a layer of rapid temperature transition, or a surface inversion which rose and became such a layer, existed at the start of the observation. This layer subsequently rose more or less rapidly to a height of between 100 and 300 metres. In the air strata below the transition layer, there was at first a slight increase in temperature with height, which was gradually transformed into a moist-adiabatic temperature decrease. Similar results were reported by Robinson and Bell (1956) and Fleagle, Parrot and Barad (1952).

The Uppsala observations also show that in the presence of radiation fog the specific humidity increases steeply with height within the transition

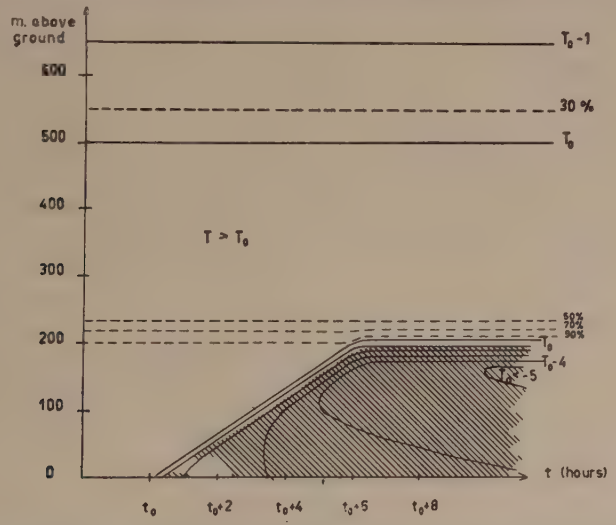


Fig. 12. Schematic time cross-section showing the variation in temperature and relative humidity on the formation of fog under late autumn and winter conditions in an undisturbed weather situation. Solid lines represent temperature in °C, dashed lines relative humidity in per cent and hatched areas fog or Stratus. The effective net radiation is assumed to start at time t_0, the relative humidity to remain above 90 per cent up to 200 m and decrease rapidly subsequently to below 50 per cent, and the wind velocity to be weak up to at least 400 m. The highest relative humidity (about 100 per cent) is found in the transition layer

layer together with the temperature. The difference in specific humidity above and below the transition layer was approximately 1 g/kg, irrespective of the temperature at which the fog formed. It will be found readily that the difference in temperature above and below the transition layer corresponds to a difference in specific humidity of 1 g/kg at the prevalent relative humidity (90 to 100 per cent). Finally, wind direction also changed

in the transition layer. The only factor not undergoing any appreciable change in this layer was the relative humidity.

It may be assumed, then, that the layer of rapid temperature transition originates as a surface inversion when the outgoing net radiation becomes effective towards evening in the absence of turbidity due to smoke or the like. This hypothesis is borne out by temperature measurements at the mast of Rackarberget, and by the observations of Robinson and Bell and Fleagle, Parrot and Barad, mentioned above. If the initial humidity is high, the undermost layers of the inversion become supersaturated and condensation results, with the formation of shallow mist or shallow patches of fog. The upper surface of this mist or fog layer then radiates heat, temperature falls, and a layer of rapid temperature transition forms in the upper layer of the mist or fog, while the underlying inversion is equalized. The air immediately above the transition layer is then cooled by outgoing radiation and diffusion, becomes supersaturated, condensation ensues—if the relative humidity is high at greater height—and the transition layer together with the mist or fog layer will be displaced upwards. The more extensive the air stratum and the denser the turbidity within it, the more effective is radiation; it will finally approximate the radiation of a black body. According to Brunt (1934), a layer of mist or fog containing condensed water corresponding to a precipitation of 0.1 mm may be regarded as almost equivalent to a black body. If the content of condensed water is 1 g per cubic metre, the depth of such a layer will be 100 metres. This figure is, however, excessive for the water content in fog, so that the depth of the layer in this instance should be taken to be greater.

Fleagle, Parrot and Barad (1952) have analysed this process theoretically, and arrived at the result that the upper part of an air layer turbid with small particles, which are impermeable to long-wave radiation, is cooled more rapidly than the surface of the ground. In certain circumstances dependent upon the absorption coefficient and the turbulence above the turbid layer, the stratification of the layer will become unstable, while that above it will be stabilized. These authors also point out that this process leads to increasing turbulent exchange above it. The inference is, then, that when the atmosphere has become stratified in this manner, the stratification will be maintained until some decisive change occurs in the atmospheric conditions.

In the Uppsala determinations, the turbidity was caused by chimney smoke and by the minute water droplets of mist and fog.

Both theory and practice show, then, that a major radiation fog is formed only in the presence of an overlying layer of rapid temperature transition. This implies that the transition layer does not rise through a radiation fog already formed, as was postulated by Petterssen (page 404). Petterssen's hypothesis that the stratification tends to isothermal conditions below the transition layer is borne out by neither theory nor practice, which both indicate that the stratification tends to become moist-adiabatic at least.

What might be expected to happen if the relative humidity decreases rapidly with height? Measurements in Uppsala have shown that a surface inversion develops; this never leaves the ground, and no migratory layer of rapid temperature transition is formed. Determination on the night of 7–8 November 1956 showed a tendency for a transition layer to form which was probably solely attributable to chimney smoke, since the relative humidity did not reach 90 per cent below the transition layer and decreased rapidly above it. The layer of temperature transition remained steady at a height of roughly 50 metres, until it was disintegrated by an advancing layer of Stratocumulus.

The thin layer of mist which may form within the inversion, even in the presence of decreasing relative humidity with height, can extend upwards only extremely slowly; the air would require appreciably more cooling to produce the condensation necessary for effective turbidity as regards radiation, compared with the conditions when the relative humidity at height is high. Meanwhile, however, the air will be dried out by direct deposition of dew (or hoar frost) on the ground and its vegetation.

Petterssen (1956) believes there to be evidence that fog rarely forms over snow covered ground, with the exception of ice fog at low temperatures. He states: "Unless the rate of cooling is rapid, saturation in respect of water will not be reached, and a fog will not form. Conversely, when a fog exists over cold snow, it will be depleted of its moisture and, in the absence of sufficient cooling, the fog will perish. The effect has a maximum value in the interval from — 10 to — 15° C, and very few water fogs can survive a cooling through this temperature interval. Hence, water fogs are very rare at temperatures below — 10° C."

On several occasions in Uppsala, a radiation fog of long duration formed at temperatures in the vicinity of and below — 10° C; according to the current observations, the snow-covered ground appeared to have no great dispersing effect upon the fog despite the fact that the stratification was moist-adiabatic with accompanying effective turbulence in the fog. In the present author's view, radiation fog forms readily even in the temperature interval from — 10 to — 15° C, on the assumption that the three prerequisites are present: light gradient wind, sufficient effective net radiation, and high relative humidity up to at least the region of 100–200 metres.

Spinnangr (1948) also failed to find any close correlation between the incidence of radiation fog and difference in vapour pressure over ice and over water at temperatures of below zero centigrade in a study of fog incidence at different temperatures in Northern Scandinavia. On the other hand, Nurminen (1951) found the incidence of fog over snow-covered ground at Helsinki airport to be lowest in the interval from — 10 to — 15° C.

The cross sections and observations in the present investigation representing the temperature and humidity distribution and changes during nights in which fog formed, show that the formation of a radiation fog is attributable to physical frontogenesis. A new cold air mass is formed,

separated from the overlying warmer air by a layer of rapid transition not only as regards temperature and specific humidity, but also as regards wind direction and velocity. This suggests that the intermediate layer between the warm and the cold air must be inclined; consequently, the layer of transition might be termed a frontal surface. The new air mass is of no great depth, and it is of minor importance when compared to the major air masses separated by the polar and arctic fronts; the transitional frontal surface might then be regarded as a *secondary front*.

V. Radiation Fog Forecasting

If the conditions necessary to the formation of a major radiation fog are those listed in the present paper, sufficient effective net radiation, light gradient wind, and high relative humidity up to at least one or more hundred metres, the forecasting of radiation fog requires the determination of the areas over which these three conditions are present.

The forecasting of cloud amount is a routine measure in all weather services, and needs no comment here. On the other hand, the forecasting of areas of light gradient wind has not been given the attention it merits. Such areas with light winds may easily occur over the coastal areas of the Baltic and the Gulf of Bothnia over which the pressure is lower, when the air flow is parallel to the coast and the sea warmer than the inland. This results in the formation of a thermal pressure trough over the sea, and the air flow increases (decreases) over land to the right (left) of the direction of the flow. The frictional effects along the coastline give the same results. Thus, air moistened over the warm sea in the lower strata is brought in to the area with light winds, partly due to the changed pressure pattern and partly due to the frictional deviation. This permits the moist air to stagnate over land. Hence, such a weather situation is favourable to the formation of vast areas of major radiation fog. An area free from gradient wind for longer or shorter periods may also develop on the cold side of a wave disturbance.

The distribution of the relative humidity in the air mass forecasted over a certain area at a certain time is best determined by radio sounding, but it may also be assessed in some measure by studying the history of the air mass during the preceding days. If its earlier humidity was high and no depletion is known to have occurred, or if it has recently taken up moisture on passing over a large area of warm water, its humidity in the lower air strata should still be high when it enters the forecast area.

Acknowledgements

The author wishes to express his gratitude to all those who have helped and encouraged him during this investigation, particularly Professor Bergeron and Professor Köhler of the Meteorological Institute in Uppsala.

The study was greatly aided by a grant from the Swedish Natural Science Research Council.

References

Brunt, D.: Physical and Dynamical Meteorology. Cambridge 1934.

Fleagle, R. G., W. H. Parrot and M. L. Barad: Theory and Effects of Vertical Air Temperature Distribution in Turbid Air. J. Met. **9**, 53–60 (1952).

George, J. J.: Fog. Compendium of Meteorology, edited by T. Malone, pp. 1179—1189. Boston, 1951.

Gold, E.: Weather Forecasts. Quart. J. Roy. Met. Soc. **73**, 151—185 (1947).

Nurminen, A.: Some Aspects of Fog with Special Reference to South Finland. Ann. Acad. Sci. fenn. Helsinki, Ser. A, I. Matematica-Physica, No. 218 (1951).

Nyberg, A.: The Lag-Coefficient of Aerological Instruments and the Function of Hair Hygrometers at Low Temperatures. Medd. Met.-Hydr. Anst. Stockholm, serien uppsatser N:o 32 (1940).

Nyberg, A.: Om väderlekens inverkan på regulariteten av flygtrafiken. Medd. Met.-Hydr. Anst. Stockholm **7**, N:o 8 (1942).

Petterssen, S.: Weather Analysis and Forecasting. New York and London, 1940.

Petterssen, S.: Weather Analysis and Forecasting, second edition, Vol. II. New York, Toronto and London, 1956.

Robinson, E., and G. B. Bell Jr.: Low-Level Temperature Structure under Alaskan Ice Fog Conditions. Bull. Amer. Met. Soc. **37**, 506–513 (1956).

Spinnangr, G.: On Fog over Snow-Covered Ground in Finnmarksvidda. Met. Ann. Oslo **3**, No. 1, 1948.

Taylor, G. I.: The Formation of Fog and Mist. Quart. J. Roy. Met. Soc. **43**, 241—268 (1917).

551.509.325

(Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik, Wien)

Theorie und Vorhersage der Hochnebelbildung im Wiener Becken

Von

Julius Drimmel

Zusammenfassung. Es wird ein Strahlungs-Turbulenz-Modell der Hochnebelbildung im Wiener Becken beschrieben, das Stratusdecken außerhalb von Schlechtwettergebieten nur bei Hochdruckrandlagen mit südöstlicher Grundströmung erwarten läßt. Sowohl diese, als auch weitere, prognostisch verwertbare Folgerungen stehen mit der Erfahrung völlig im Einklang.

Summary. A radiation-turbulence model for the formation of high fog in the Vienna basin is described showing that stratus outside bad weather regions can be expected only on the margin of high-pressure areas with southeastern surface wind. This as well as other conclusions which can be used for forecasts are in perfect agreement with experience.

Résumé. Description d'un schéma rayonnement/turbulence de la formation du brouillard élevé dans le bassin de Vienne s'appliquant aux couches de stratus des domaines de haute pression, en dehors des zones de mauvais temps, par vent du Sud-Est au sol. L'expérience vérifie ces conditions de formation et d'autres encore, importants pour la prévision.

Die Nebelvorhersage beansprucht das höchste Interesse vieler Zweige des täglichen Lebens; ihre Güte ist sehr eng mit dem Grad der Kenntnis der Nebelbildung verknüpft. Während die Entstehung von Boden- oder Grundnebel hinreichend geklärt erscheint, gibt es im Hinblick auf die Stratusbildung außerhalb von Schlechtwettergebieten — die hier ausschließlich behandelt werden soll — noch geteilte Meinungen. Dies wird verständlich, wenn man bedenkt, daß häufig orographische oder luftmassenmäßige Besonderheiten bei der Hochnebelbildung in den Vordergrund treten und die allgemeinen Züge im Bildungsmechanismus verwischen (siehe z. B. [*1*] bis [*11*]).

Im folgenden wird gezeigt, daß man im Falle der Hochnebelbildung im Wiener Becken mit einem einfachen Strahlungs-Turbulenz-Modell

das Auslangen findet. Eine luftmassenmäßige Betrachtungsweise, bzw. die Beachtung advektiver Vorgänge erübrigt sich somit, was bei einer eventuellen Ableitung von statistischen Vorhersageregeln nur von Vorteil sein kann.

Arbeitshypothese

Eine genügend intensive, quasistationäre Luftbewegung führt über rauhem Untergrund zur Ausbildung einer ausgeprägten, am Boden aufliegenden Reibungsschicht (planetarische Grenzschicht, Turbulenzzone; siehe [*12*], [*13*]), deren Mächtigkeit (Reibungshöhe, Gradientwindhöhe) im wesentlichen vom Gradientwind und von der Oberflächenrauhigkeit der Unterlage abhängt [*14*]. Innerhalb der planetarischen Grenzschicht, an deren Obergrenze bei fehlender Konvektion eine Turbulenzinversion (Sperrschicht) anzutreffen ist (die ihrerseits meist mit einem Dunsthorizont zusammenfällt), ist am Nachmittag ein nahezu trockendiabatischer Temperaturgradient zu beobachten.

Die Turbulenz führt innerhalb der Reibungsschicht zu einem Ausgleich der Luftmasseneigenschaften; das Mischungsverhältnis wird also im Idealfall nach einer gewissen Zeit einen konstanten vertikalen Verlauf zeigen (höchste relative Feuchte an der Basis der Sperrschicht; siehe [*6*], [*8*]). Die normalerweise rasche Feuchteabnahme oberhalb der Gradientwindhöhe ergibt an der Turbulenzinversion eine Feuchtediskontinuität.

Wird der eben beschriebene Zustand der Atmosphäre bereits vor Beginn einer Strahlungsnacht des Winterhalbjahres erreicht, so ist bei hinreichend hoher relativer Feuchte Hochnebelbildung sehr wahrscheinlich, die folgendermaßen vor sich geht:

Zunächst steht der nächtliche Energieverlust der Erdoberfläche im Vordergrund. Dieser wird sich wegen der großen atmosphärischen Turbulenz ziemlich gleichmäßig auf die ganze Reibungsschicht verteilen, wodurch die Sperrschicht eine Verschärfung erfährt. Anderseits wirkt die langwellige Ausstrahlung von der Feuchtediskontinuitätsfläche (und Dunstgrenze [*15*]) im gleichen Sinne. So kann es schließlich an der Basis der Turbulenzinversion zur Kondensation kommen, die die Abkühlungsverhältnisse schlagartig ändert. Von nun an übernimmt die neu entstandene Flüssigkeitsschicht die Rolle der Erdoberfläche und strahlt im infraroten Bereich wie ein schwarzer Strahler nach oben. Sie kühlt sich ab und teilt diese Abkühlung der gesamten Reibungsschicht mit.

Entsprechend der Temperaturabnahme und Feuchteverteilung sinkt die (diffuse) Untergrenze der Nebelschicht ab, was um so rascher vor sich geht, je kleiner die Reibungshöhe ist. Der Hochnebel kann unter Umständen die Erdoberfläche erreichen, weshalb er mitunter mit dem anders entstehenden Grundnebel verwechselt wird.

Absinkende Luftbewegung (ablandiger Wind, Strömung zu glatterem Gelände) wird die Stratusbildung verhindern, Aufwärtsbewegung (auflandiger Wind, Strömung zu rauherem Gelände; interne Grenzschicht [*13*]) wird sie dagegen fördern. Es läßt sich auch zeigen, daß bei gegebener nächtlicher Ausstrahlung für ein bestimmtes Gelände eine scharfe Grenze der Windgeschwindigkeit existiert, unterhalb der niemals tiefer Stratus, wohl

aber Bodennebel entstehen kann, da sich eine Bodeninversion ausbildet (ausgeprägtes Häufigkeitsmaximum des Bodennebels bei Windstille! [*16*], [*17*], [*18*]). — Änderungen der Windgeschwindigkeit sowie der Erscheinungsform des Nebels nach dessen Bildung können irreführen und müssen deshalb bei Stratus-Untersuchungen streng beachtet werden.

Praktische Folgerungen

Der geographischen Lage des Wiener Beckens zufolge bringen Winde aus dem Bereich Süd über West bis Nord eine Abwärtskomponente mit, weshalb nach unserer Theorie Wetterlagen mit dieser Grundströmung für die Hochnebelbildung ausscheiden. Wie die Erfahrung lehrt, kommen für die *Entstehung von tiefem Stratus* tatsächlich nur *Winde aus dem Südostsektor* in Frage (vornehmlich aus 130°); sie bekommen beim Übertritt von der Ungarischen Tiefebene auf das Wiener Becken eine Aufwärtskomponente. Auch die Nebelstatistiken (siehe [*16*], [*17*], [*18*], [*19*]), die ja auch bis zum Boden abgesunkenen Stratus erfassen, weisen in die gleiche Richtung.

Hinreichend beständiges Strahlungswetter (vor der Stratusbildung) setzt ziemlich stabile antizyklonale Witterung voraus, die Forderung nach lebhafter, quasistationärer Luftbewegung läßt aber nur Hochdruckrandanlagen in Frage kommen. Von diesen kommen, nach dem zuvor Gesagten, nur *Wetterlagen mit* einem *Hoch über Ost- bzw. Südosteuropa* in Betracht. — Die Tatsachen bestätigen diese Erkenntnis vollauf (siehe [*16*], [*17*], [*19*]). — In der Regel weist ein Keil hohen Druckes bis zum Südrand der Alpen (Föhnkeil) und im Nordalpenbereich herrscht Föhn, wenn die Bedingungen für die Hochnebelbildung im Wiener Becken besonders günstig sind.

Von besonderer Bedeutung sind auch die Feuchtigkeitsverhältnisse in der bodennahen Luftschicht. *Je geringer* die *relative Feuchtigkeit* in Bodennähe ist, *desto mächtiger muß* die *Reibungsschicht sein*, damit Hochnebel entstehen kann, d. h. die mittlere Windgeschwindigkeit vor der Stratusbildung muß entsprechend höher sein.

Eine nicht unwesentliche Rolle bei der Hochnebelbildung spielt auch die Nachtlänge, wie die jahreszeitliche Häufigkeitsverteilung sehr eindrucksvoll zeigt. In der Regel tritt *tiefer Stratus nur im Winterhalbjahr* auf, kurzlebige Schichten entstehen aber mitunter noch im Juni, wenn auch nur unter besonders günstigen Voraussetzungen.

Die Beständigkeit der Nebeldecken ist sehr unterschiedlich. Die noch, bzw. bereits relativ intensive Sonnenstrahlung im Herbst und Frühling reicht in der Regel aus, um die Stratusschicht schon am Vormittag zu zerstören. Winterliche Hochnebel bleiben dagegen vielfach ganztägig bestehen und erfahren in jeder weiteren Nacht ihres Bestandes eine Verdichtung. Eine Auflösung der Nebeldecke bewirkt in diesen Fällen nur eine (auch kurzzeitige) Windrichtungsänderung. Meist ist es eine im Verlaufe einer Südwestlage die Alpen westostwärts überquerende Kaltfront, die die Stratusschicht im Wiener Becken wegräumt. Es genügt dazu eine bereits gealterte Front, die ohne Bewölkung herannaht, doch am Druck-

änderungsfeld noch erkennbar ist. Die Nebelauflösung ist in solchen Fällen sehr eindrucksvoll, da auf eintönig graue Bedeckung heiterer Himmel folgt und die Temperatur in Bodennähe merklich ansteigt.

Die Vorhersage der Auflösung solcher langlebiger Hochnebeldecken ist bei genauer Analyse der Bodenwetterkarte und spezieller Beachtung des Druckänderungsfeldes relativ früh möglich: Erscheint (bei südwestlicher Höhenströmung) über Spanien ein ausgeprägtes Steiggebiet der dreistündigen Drucktendenz, so fällt in etwa 18 bis 24 Stunden die Stratusdecke mit großer Wahrscheinlichkeit der Auflösung anheim. Die bei solchen Wetterlagen vorhandene Tendenz zum Wiederaufleben der bodennahen Südostströmung bringt es allerdings mit sich, daß häufig bald neuerliche Hochnebelbildung einsetzt.

Ausblick

Um hinreichend präzise Angaben über die Zeit der Bildung und Auflösung von tiefem Stratus, sowie über dessen Ober- und Untergrenze machen zu können, ist eine statistische Untersuchung von genügend vielen aerologischen Aufstiegen und genauen, zeitlich dicht aufeinanderfolgenden Wetterbeobachtungen, wie sie für Zwecke der Luftfahrt angestellt werden, notwendig. Dabei ist zu beachten, daß die der Stratusbildung *vorangehenden* Wind- und Feuchteverhältnisse entscheidend sind. Man wird deshalb und aus prognostischen Gründen jeweils ein etwa dreistündiges Mittel (13 bis 16^h) von relativer Feuchtigkeit und Windgeschwindigkeit in Betracht ziehen.

Solange nähere Untersuchungen noch ausstehen, wird man unter Beachtung der Ergebnisse dieser Arbeit mit Hilfe von Bodenwetterkarte und Radiosondenaufstieg (Mittagstermin) bei der Vorhersage von Hochnebel im Wiener Becken ein vorläufiges Optimum an Sicherheit erlangen.

Literatur

1. Peppler, W.: Lokale Stratusbildungen am Bodensee. Beitr. Phys. freien Atmosphäre **13**, 128 (1927).
2. — Studie über die Aerologie des Nebels und Hochnebels. Ann. Hydrogr. Berl. **62**, 49 (1934).
3. Wood, Floyd B.: The Formation and Dissipation of Stratus Clouds beneath Turbulence Inversions. M. I. T., Meteorol. Course, Prof. Notes No. 10 (1937).
4. George, J. J., und W. M. Bradley: A Semi-Quantitative Method of Forecasting Summer-Stratus in North American Tropical Maritime Air. Monthly Weather Rev. **65**, 43 (1937).
5. - The Causes and Forecasting of Low Ceilings and Fogs at Atlanta Airport. Eastern Air Lines, Inc., Meteor. Dep., Atlanta, Georgia (1939).
6. Petterssen, S.: On the Causes and the Forecasting of the California Fog. Bull. Amer. Met. Soc. **19**, 49 (1938).
7. Gifford, Frank Jr.: Forecasting the Height of the Formation of Stratus Clouds. Bull. Amer. Met. Soc. **31**, 31 (1950).
8. Byers, H. R.: General Meteorology. New York: McGraw Hill. 1944.

9. Regula, W.: Hochnebellage über dem Schwarzen Meer. Met. Rdsch. **1**, 74 (1947/48).
10. Prügel, H.: Bemerkungen zu W. Regula: „Hochnebellage über dem Schwarzen Meer". Met. Rdsch. **1**, 540 (1947/48).
11. Regula, W.: Entgegnung zu H. Prügels obigen Bemerkungen. Met. Rdsch. **1**, 541 (1947/48).
12. Schneider-Carius, K.: Typen der Grundschicht. Geof. pura appl. **12**, Fasc. 1—2 (1948).
13. Lettau, H.: Atmosphärische Turbulenz. Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft. 1939.
14. Rossby, C. G., und R. B. Montgomery: The Layer of Frictional Influence in Wind and Ocean Currents. Papers in Phys. Oceanogr. and Meteorol. M. I. T. and Woods Hole Oceanogr. Inst. **3**, No. 3 (1935).
15. Möller, F., in F. Linke: Handbuch der Geophysik, Bd. 8. Berlin: Springer. 1943.
16. Hader, F.: Der Nebel in Wien als Erscheinung des Stadtklimas. Bioklimat. Beibl. **4**, 116 (1937).
17. Steinhauser, F., O. Eckel und F. Sauberer: Klima und Bioklima von Wien, II. Teil. Wien, 1957.
18. Thomas, O.: Über die Nebelverhältnisse von Wien. Met. Z. **32**, 501 (1915).
19. Hader, F.: Beiträge zur Kenntnis der Nebelverhältnisse Österreichs, unter besonderer Berücksichtigung des Alpenostrandes. Diss. Wien. 1936.

551.554

(Department of Meteorology, University of Wisconsin,
Madison, Wisconsin, U. S. A.)

Variance Spectra of the Vertical Wind Component Derived from Observations with the Sonic Anemometer at O'Neill, Nebraska in 1953[1]

By

J. A. Businger and **V. E. Suomi**

With 5 Figures

Summary. An analog data reduction system for obtaining variance spectra of stationary time series is described and its accuracy is discussed. This equipment was developed to reduce data obtained with the sonic anemometer. The variance spectra of the vertical wind component observed with the sonic anemometer in 1953 at O'Neill, Nebraska, are presented in Table 1.

Zusammenfassung. Es wird ein Auswertesystem beschrieben, welches auf dem elektronischen Analogieprinzip beruht und für Berechnung der Varianzspektren in stationärer Turbulenz Verwendung findet. Die Genauigkeitsgrenzen werden erörtert. Dieses System wurde für die Auswertung von Beobachtungen mittels eines akustischen Anemometers entwickelt. Beispiele von Varianzspektren der vertikalen Windkomponente nach Beobachtungen in O'Neill, Nebraska, 1953, werden angeführt.

Résumé. Exposé d'une méthode de depouillement reposant sur le principe d'analogie électronique et trouvant application dans le calcul des spectres de variance de la turbulence stationnaire. Limites de précision. Le procédé a été employé pour le dépouillement d'observations obtenues à partir d'un anémomètre acoustique. Exemples de spectres de variance de la composante verticale de vent d'après des observations faites à O'Neill, Nebraska en 1953.

Introduction

The 1953 O'Neill experiments which are described in great detail in the book *Exploring the Atmosphere's First Mile* by Lettau and David-

[1] The research reported in this document has been sponsored in part by the Geophysics Research Directorate of the Air Force Cambridge Research Center, Air Research and Development Command, under Contract No. AF 19 (603) - 1384.

son [1] included also observations with the sonic anemometer. A description of the observation technique and part of the reduced data appeared in this book. However, the equipment for data reduction was not yet fully completed by the time the text for [1] had to be turned in. Therefore, a further report is necessary on the evaluation of the 1953 sonic anemometer data.

The principle and the theory of the sonic anemometer and also the calibration technique is sufficiently described in [1]. For the technical details reference is made to Suomi [2]. Although these references contain also descriptions of data reduction techniques, it is felt desirable to give a more detailed account of the technique finally adopted.

Data Reduction Technique

The representation of stationary time series in variance spectra or in the so-called "power spectral density functions" is often useful. The sonic anemometer observations of the vertical wind component can be considered to be almost a stationary time series and therefore the technique of frequency analysis can be applied.

There are two methods to derive the variance spectrum $\Phi(\omega)$ from a time series see e. g. Press and Houbolt [3] and Kahn [4]. Method I: The autocorrelation function $R(\tau)$ is formed of the given time series $w(t)$.

$$R(\tau) = \lim_{T \to \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{T} w(t) \cdot w(t+\tau)\, dt \tag{1}$$

where T is the period of observation.

The variance spectrum can now be obtained by taking the cosine transform of $R(\tau)$, because $R(\tau)$ is an even function.

$$\Phi(\omega) = \frac{2}{\pi} \int_{0}^{\infty} R(\tau) \cos \omega \tau \, d\tau \tag{2}$$

It is not possible to extend τ to ∞ because of the limited observational period, so beyond the interval of interest for which the spectrum is to be derived, the correlation is assumed to be zero. $R(\tau) = 0$ for $\tau > \tau_0$. Method II: The Fourier transform of $w(t)$ is formed immediately:

$$W(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} w(t)\, e^{-i\omega t}\, dt \tag{3}$$

The variance spectrum is now obtained by:

$$\Phi(\omega) = \lim_{T \to \infty} \frac{1}{2\pi T} \left| W(\omega) \right|^2 \tag{4}$$

It is easily seen that equations (2) and (4) are the same after carrying out the repeated integration, which is a consequence of the combination of (3) and (4).

Corresponding to these mathematical developments, there are two techniques to carry out the computations: the digital technique which

uses method I (see TUKEY [5]: actually this method uses instead of the cosine transform, equation (2), a Fourier cosine series), and the analog technique which is confined to method II.

It seems also possible to use a combined technique as we initially tried to do i. e. computation of the autocorrelation function with analog multiplier and integrator and then computing the cosine transform of $R(\tau)$ with digital method. This technique failed because the required accuracy for $R(\tau)$ could not be obtained with the analog multiplier (see section 3 on accuracy).

Because the complete analog technique is relatively very cheap and fast, this technique was finally adopted. The equipment used for the data processing is schematically given in a block diagram in Fig. 1. The procedure is as follows: the observed data are available as a variable exposed area on a 35 mm. film (see [2]). The data converted on a film belt is read by a photomultiplier in order to transduce the information into an electric signal. This signal is the input for a harmonic wave analyzer. The wave analyzer has a sharp filter which selects the contribution of the original signal to the specific frequency at which it is tuned. In other words it determines the Fourier coefficient at that frequency. By squaring the output of the harmonic wave analyzer in a squaring amplifier the variance at the considered frequency is obtained. An integrator provides the average value of the variance when the integration time is long in comparison to the play back time of the whole observation period. The output of the integrator is recorded. By scanning slowly the whole frequency range of interest with the filter of the harmonic wave analyzer, the variance spectrum appears on the recorder in steps according to the applied integration time. During each integration sequence the harmonic wave analyzer scans a frequency interval, so the estimate on the recorder corresponds to the average variance of that frequency interval. The equi-

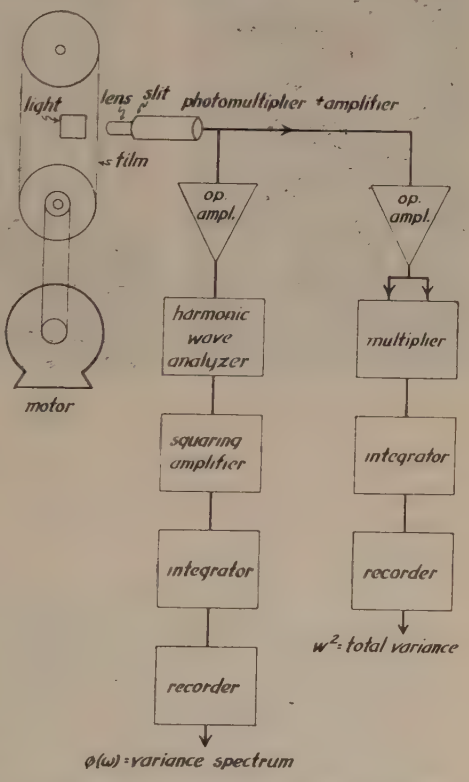


Fig. 1. Block diagram of the data process equipment

valent filter band width at the beginning and at the end of the frequency range are represented in Fig. 4.

Fig. 2 and 3 give an impression of the film reader and the electronic equipment. The picture of the film reader shows two readers (photo-

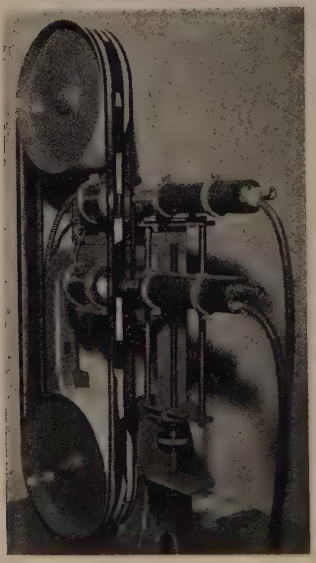


Fig. 2. The 'bandsaw' film reader

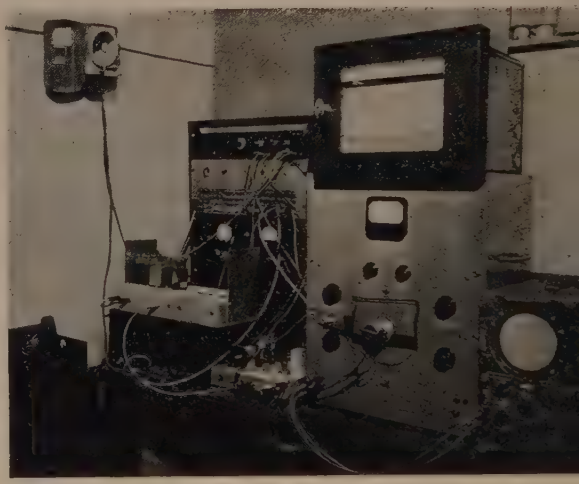


Fig. 3. The analog data process equipment

multipliers) and two film belts. The reason for this is that this piece of equipment has been made ready for the simultaneous analysis of two signals (for instance two wind components or the temperature and a wind component).

Accuracy of the Results

There are two types of errors which have to be taken into account with the described analog data reduction technique. One has a statistical character and comes from finite sample of observations. The other type of errors is introduced by the analog equipment.

In order to be able to estimate the statistical error it is necessary to consider the applied filter first. The harmonic wave analyzer was tuned to a filter shape as given in Fig. 4. Besides that the analyzer scanned during each integration period a frequency interval, which changed with frequency. This frequency interval is given in the first column of the table. The effective filter band width is the combination of the initial filter of the wave analyzer and the scanned frequency interval. The filter shapes at the beginning and the end of the frequency range are shown in Fig. 4. From this effective filter band width it is possible to estimate the number of degrees of freedom and consequently the mean deviation, see Tukey [5] and Spetner [6]. These relations are represented in Fig. 5.

The above-mentioned statistical error is only valid when the time series is stationary and the variance spectrum is strongly continuous i. e. there

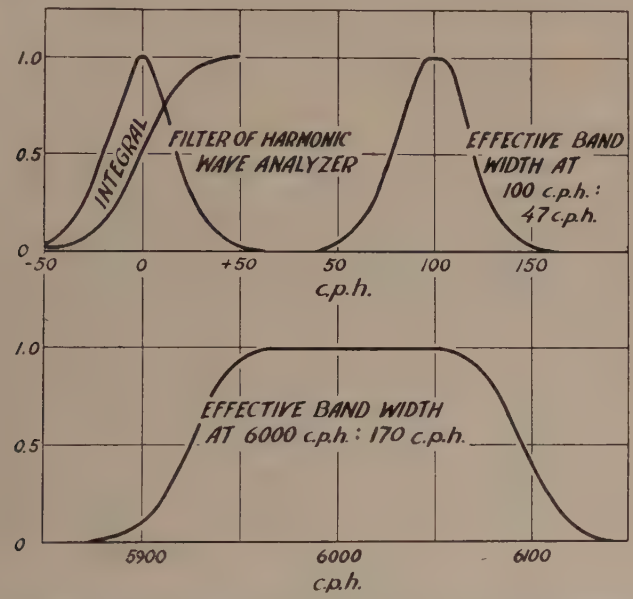


Fig. 4. The filter shape of the harmonic wave analyzer and the effective filter band widths at the beginning and the end of the frequency range

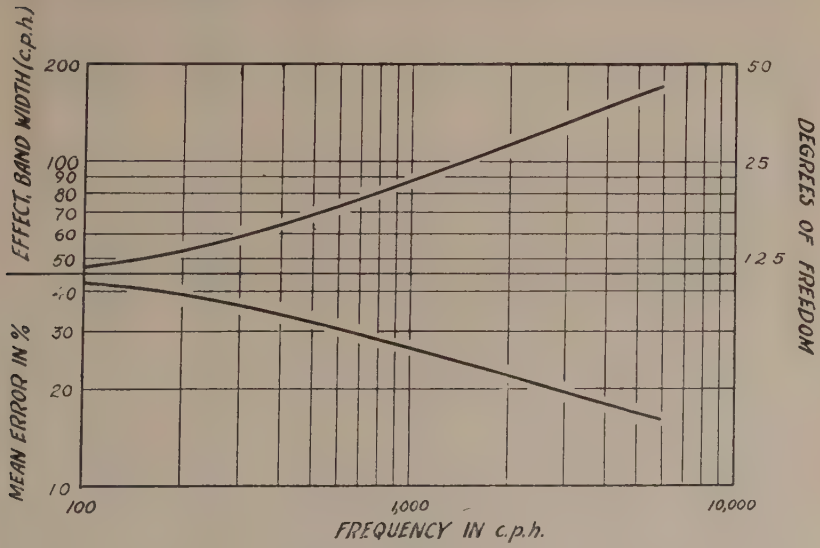


Fig. 5. Statistical mean error and number of degrees of freedom over the scanned frequency range

Table 1. *Variance Spectra and Total Variance during the Period*

Freq. Range c. p. h.	Mean Freq.	Date	Aug. 22	Aug. 22	Aug. 22	Aug. 22	Aug. 22	Aug. 25
		Time	0720-0735	0930-0945	1030-1045	1130-1145	1230-1245	0830-0845
		Height	—	—	12 m	12 m	12 m	10 m
		w^2 in cm^2/sec^2	982	939	998	2529	2354	2670
								Variance
94–107	101		2.230	0.613	1.631	8.225	1.419	3.319
116–130	123		1.266	.649	1.879	4.949	1.402	2.327
139–154	147		0.956	.859	2.219	3.123	1.736	2.930
165–181	173		0.978	.530	1.964	1.579	2.312	2.487
193–210	202		1.210	.368	1.499	.836	.943	2.151
221–241	231		1.210	.416	1.488	2.731	.501	2.274
254–276	265		0.983	.605	.820	2.304	.735	1.885
291–315	303		.839	.649	1.013	1.843	1.201	1.572
331–358	345		.624	.570	.676	1.169	1.352	1.373
376–407	392		.461	.416	.479	1.092	.885	1.175
428–462	445		.484	.368	.499	.768	1.002	1.282
484–521	503		.454	.342	.445	.785	.684	1.350
545–580	563		.197	.302	.421	1.135	.543	1.053
602–650	626		.148	.324	282	.802	.618	.725
682–732	707		.189	.320	.216	.700	.651	.786
766–820	793		.174	.351	.340	.537	.760	.725
855–912	884		.208	.180	.139	.486	.960	1.327
949–1011	980		.144	.263	.147	.469	.426	.565
1053–1118	1086		.125	.298	.112	.486	.534	.328
1161–1231	1196		.049	.127	093	.247	.593	.618
1278–1352	1315		.068	.141	.111	.264	.684	.404
1401–1480	1441		.057	.109	.066	.232	.359	.488
1532–1617	1575		.091	.146	.078	.249	.543	.328
1673–1769	1721		.049	.126	.075	.166	.242	.244
1833–1929	1881		.033	.124	.051	.221	.234	.809
1993 2094	2044		.043	.118	—	—	—	.229
2162 2275	2219		.030	.092	.038	.109	.197	.219
2350 2463	2407		.044	.071	.039	.077	.202	.229
2538 2651	2595		.042	.068	.031	.080	.245	.188
2726 2839	2783		.020	.036	.033	.090	.207	.147
2914–3027	2971		.016	.045	.037	.058	.203	.131
3102 3215	3159		.023	.055	.021	.050	.195	.125
3290 3431	3361		.016	.048	.017	.038	.145	.102
3525 3666	3596		.015	.043	.016	.039	.159	.108
3760 3901	3831		.009	.031	.018	.034	.125	.095
3995–4136	4066		.010	.029	.012	.033	.120	.079
4230–4399	4315		.019	.030	.013	.032	.090	.066
4512–4681	4597		.011	.022	.009	.029	.074	.048
4794–4963	4879		.009	.019	.008	.026	.075	.042
5076–5245	5161		.006	.021	.008	.025	.074	.046
5358–5527	5443			.017	.009	.021	.071	
5640–5809	5725			.015	.006			
5922–6091	6007				.005			

of Observation of the Vertical Wind Component

Aug. 25	Aug. 25	Aug. 25	Aug. 25	Aug. 25	Aug. 30	Aug. 30	Aug. 30	Aug. 31	Aug. 31
0930-0945	1330-1345	1420-1435	1440-1455	1650-1705	1150-1205	1520-1535	1550-1605	0400-0415	0630-0645
10 m	10 m	10 m	10 m	10 m	12 m	3 m	3 m	3 m	3 m
3709	2196	1529	4443	5321	2278	2745	3711	3257	2522
in cm²/sec² per c. p. h.									
5.152	3.268	2.714	4.986	4.677	22.976	1.510	4.014	4.165	2.013
5.791	3.198	3.221	3.429	4.588	7.503	2.347	3.049	2.430	2.443
4.983	2.607	3.287	2.821	3.305	3.626	2.487	1.582	2.916	1.796
5.268	1.173	2.457	1.930	4.316	2.695	2.106	1.901	2.407	1.139
3.145	1.217	1.295	2.594	4.958	2.824	2.589	2.084	1.550	0.927
3.268	2.112	2.258	3.446	3.586	2.550	1.472	2.547	1.492	1.376
3.499	.895	2.225	2.440	2.984	1.908	1.967	2.113	1.979	1.381
2.176	.860	2.225	3.227	2.519	2.230	2.525	2.026	2.129	1.675
2.230	.991	0.938	2.675	2.142	1.427	1.408	2.258	1.990	1.622
2.722	.817	1.602	2.270	1.733	1.374	1.383	1.389	1.805	1.327
1.346	.886	1.544	3.600	2.150	1.038	1.053	1.669	1.354	1.039
1.769	.461	1.561	1.240	2.471	.489	1.688	1.737	2.175	1.110
1.423	.391	0.589	1.597	1.036	.611	1.117	1.351	1.018	0.705
1.353	.817	1.128	1.216	2.294	.473	.838	1.196	.926	1.110
1.277	.895	1.004	1.297	1.067	.489	1.079	1.177	.995	.594
1.230	.730	1.436	0.867	1.420	.351	.520	.955	.636	.715
1.107	.556	.540	0.819	1.059	.267	.596	1.669	.752	.743
.754	.582	.481	1.354	1.268	.351	.926	1.023	1.018	.633
.500	.374	.448	.867	1.211	.214	.698	.743	.810	.787
.562	.417	.266	.843	1.035	.282	.419	1.061	.717	.413
.400	.287	.481	.681	.682	.259	.558	.695	.613	.338
.339	.261	.565	.819	.874	.198	.406	.511	.405	.497
.292	.330	.589	.826	.489	.175	.378	.560	.301	.434
.385	.219	.273	.600	.594	.130	.355	.280	.319	.314
.226	.151	.217	.389	.626	.084	.360	.367	.346	.367
.224	—	—	.268	.546	.092	.373	.357	.273	.290
.211	.168	.163	.389	.433	.099	.310	.318	.281	.280
.245	.124	.157	.486	.337	.061	.269	.261	.175	.150
.215	.137	.157	.276	.313	.084	.231	.270	.243	.174
.209	.142	.089	.292	.225	.061	.233	.232	.179	.152
.192	.161	.140	.277	.298	.038	.231	.193	.160	.131
.184	.095	.100	.161	.194	.038	.143	.154	.139	.148
.111	.084	.071	.228	.261	.031	.090	.174	.130	.142
.089	.059	.043	.165	.162	.015	.127	.135	.083	.116
.086	.056	.071	.167	.196	.023	.113	.145	.130	.118
.075	.074	.079	.146	.133	.023	.119	.077	.062	.083
.084	.046	.046	.154	.152	.023	.086	.106	.065	.076
.060	.038	.040	.153	.124	.015	.072	.077	.074	.059
.065	.045	.062	.104	.142	.023	.058	.077	.041	.066
.062	.034	.041	.080	.085	.015	.064	.058	.052	.045
.060	.044	.032	.080		.015	.030	.058	.043	.046
.031	.031	.038	.077		.008		.048		.041

Table 1.

Freq. Range c. p. h.	Mean. Freq.	Date	Aug. 31	Aug. 31	Aug. 31	Aug. 31	Aug. 31	Aug. 31
		Time	0715-0730	0730-0745	0800-0815	1025-1040	1115-1130	1430-1445
		Height	3 m	3 m	6 m	2 m	12 m	6 m
		w^2 in cm^2/sec^2	1773	2076	4773	5199	5389	4806
								Variance
94–107	101		1.791	0.907	5.349	3.677	5.133	5.896
116–130	123		1.962	1.396	5.600	5.622	2.584	4.845
139–154	147		2.417	1.844	4.769	4.924	3.551	3.794
165–181	173		1.775	2.240	4.075	3.415	6.544	4.903
193–210	202		1.524	1.391	5.509	2.393	5.372	7.180
221–241	231		2.374	1.277	3.847	3.154	5.600	5.429
254–276	265		1.283	1.787	2.937	2.792	5.087	3.269
291–315	303		.610	.773	2.016	2.431	3.016	1.599
331–358	345		.914	.891	2.572	1.633	4.416	1.845
376–407	392		.813	.850	2.447	2.668	2.902	2.382
428–462	445		.738	.773	2.594	—	3.187	2.499
484–521	503		.738	.938	2.424	1.957	2.732	2.604
545–580	563		.465	.773	1.502	1.969	1.935	2.639
602–650	626		.390	.562	1.377	2.456	1.707	1.634
682–732	707		.364	.551	1.309	1.496	2.049	1.763
766–820	793		.439	.536	1.286	1.508	2.083	1.728
855–912	884		.546	.484	1.594	1.995	1.810	1.810
949–1011	980		.294	.520	1.525	1.932	1.240	1.810
1053–1118	1086		.305	.330	0.956	1.907	1.548	1.214
1161–1231	1196		.396	.345	1.241	1.035	1.002	1.086
1278–1352	1315		.326	.402	.558	.885	1.252	1.051
1401–1480	1441		.214	.469	.694	.748	.979	1.249
1532–1617	1575		.310	.397	.660	.823	.854	0.829
1673–1769	1721		.273	.289	.444	.885	.603	1.109
1833–1929	1881		.305	.221	.455	.736	.276	.525
1993–2094	2044		.235	.386	.342	1.035	.455	.514
2162–2275	2219		.316	.206	.303	.424	.615	.430
2350–2463	2407		.185	.170	.378	.374	.403	.432
2538–2651	2595		.154	.190	.289	.430	.389	.430
2726–2839	2783		.152	.168	.250	.405	.326	.430
2914–3027	2971		.145	.160	.141	.389	.417	.382
3102–3215	3159		.119	.144	.191	.363	.284	.348
3290–3431	3361		.103	.123	.157	.327	.284	.339
3525–3666	3596		.108	.118	.122	.357	.300	.280
3760–3901	3831		.078	.102	.132	.219	.232	.214
3995–4136	4066		.080	.094	.090	.224	.166	.225
4230–4399	4315		.073	.093	.107	.222	.187	.222
4512–4681	4597		.074	.085	.076	.170	.172	.153
4794–4963	4879		.078	.056	.069	.109	.141	.164
5076–5245	5161		.041	.051	.072	.115	.150	.126
5358–5527	5443		.052	.059	.080	.085	.109	.153
5640–5809	5725		.039		.042	.103	.079	.113
5922–6091	6007							

Continued

Aug. 31	Aug. 31	Sept. 6	Sept. 6	Sept. 6	Sept. 6	Sept. 6	Sept. 6	Sept. 6	Sept. 6
1445-1500	1615-1630	1035-1050	1120-1135	1214-1230	1230-1245	1245-1300	1325-1340	1350-1450	1405-1420
6 m	6 m	9 m	9 m	9 m	9 m	9 m	9 m	9 m	9 m
5396	4188	4234	3960	5640	4132	5059	4138	3959	4868
in cm^2/sec^2 per c. p. h.									
9.562	57.866	11.985	5.527	9.633	5.972	7.202	7.030		
10.043	14.751	9.052	6.841	5.115	7.096	7.125	7.925	12.021	7.354
9.034	7.618	6.337	7.046	6.161	6.813	6.264	5.539	8.870	6.720
5.327	4.376	3.657	4.697	—	4.477	3.373	4.423	4.691	7.162
4.188	3.890	4.445	5.919	8.354	3.044	4.750	6.460	5.223	5.422
3.754	3.696	4.074	5.266	6.487	3.318	6.849	4.806	4.490	6.749
4.224	3.274	5.431	3.793	4.686	3.539	4.741	2.855	4.673	4.518
2.124	1.734	4.164	3.868	4.788	2.628	4.974	2.301	2.318	4.422
3.168	2.172	3.177	3.318	4.359	2.150	3.459	2.420	2.108	3.028
2.722	1.750	1.647	1.799	3.317	1.858	2.891	3.886	2.291	3.701
1.115	2.448	2.597	1.584	1.521	1.637	2.263	0.895	1.374	1.759
2.675	1.718	1.901	1.631	2.306	1.416	3.132	0.954	2.337	2.576
2.206	1.880	1.340	.941	1.493	1.133	2.082	2.429	1.100	1.971
1.842	1.005	1.756	1.119	1.307	1.145	1.308	1.023	1.420	1.692
1.056	1.459	1.145	1.305	1.802	.708	1.205	1.236	1.402	1.221
1.830	1.264	1.055	.932	1.662	1.203	.929	—	1.127	1.990
1.924	0.989	1.041	1.090	1.419	.575	.568	.895	.990	.990
2.006	1.248	.801	.904	.803	.690	.938	.793	.751	1.298
1.044	1.297	.419	.485	.784	.544	.946	.537	.660	1.298
1.115	.827	1.019	.709	.457	.495	.757	.546	.476	.500
.774	1.329	.718	.354	.849	.657	.370	.285	.467	.740
.663	.519	.588	.326	.234	.270	.508	.290	.513	.615
.798	.632	.358	.270	.448	.243	.680	.292	.238	.519
.821	.778	.283	.262	.597	.257	.387	.162	.266	.594
.458	.535	.197	.259	.234	.179	.241	.242	.293	.481
.364	.648	.292	.209	.261	.224	.250	.247	.156	.365
.340	.308	.241	.148	.274	.149	.198	.186	.220	.240
.434	.340	.195	.223	.239	.154	.258	.171	.071	.279
.320	.259	.140	.164	.176	.100	.224	.110	.152	.225
.350	.243	.151	.127	.166	.101	.206	.078	.106	.157
.319	.162	.152	.092	.169	.079	.140	.063	.108	.207
.206	.146	.123	.071	.127	.060	.153	.051	.137	.145
.176	.146	.091	.069	.096	.075	.138	.083	.055	.143
.215	.178	.076	.039	.119	.058	.106	.041	.044	.119
.181	.146	.076	.050	.066	.053	.090	.077	.044	.075
.134	.146	.061	.050	.058	.038	.071	.045	.044	.106
.148	.097	.057	.043	.058	.052	.043	.042	.046	.062
.155	.081	.041	.045	.044	.035	.060	.026	.041	.056
.087	.065	.034	.022	.044	.026	.047	.029	.040	.080
.089	.065	.035	.006	.037	.030	.059		.029	.049
.079	.049	.026	.022	.041	.019	.042		.035	.038
	.049	.024						.029	.040

are no rapid variations in variance with frequency. Both requirements are nearly fulfilled but not necessarily entirely, so this introduces some unknown uncertainty in the estimates.

In relation to the effective filter band width it is important to consider the speed of scanning and the speed of play back of the original data. The play back speed was 3400 times the original observation speed. So the entire record of 15 minutes length was played back about 4 times per second. The fastest scanning was at the high frequency end of the spectrum and amounted to about 170 cycles per integration period of 6 seconds. The effective filter band width of the harmonic wave analyzer was 36 c. p. h. so it took about $36/170 \times 6 = 1.27$ seconds for the filter to pass one fixed point of the spectrum. In that time all the available information has passed about 5 times, therefore the filter had ample opportunity to determine the mean Fourier coefficient for each frequency.

The errors introduced by the equipment are manifold. However most of them are so small in comparison to the statistical errors that they can be neglected. The more important errors are introduced by:

a) the splice in the film.

b) the uniformity of the light source.

c) the constance of the light.

d) the uniformity of the split and of the sensitivity of the photomultiplier.

e) drift in the analog multiplier.

The errors a, c and e are random errors whereas b and d are systematic errors but are unknown. The last error appears only in the total variance, because the analog multiplier is not used for the computation of the variance spectrum estimates.

The combination of the errors a, b, c and d does not exceed 5%. This is small in comparison with the mean statistical error, so the equipment for obtaining the variance spectrum is sufficiently accurate.

The error introduced by the determination of the total variance includes also the drift of the analog multiplier. This last error is of the order of 5% so a combination of all the errors in this case is about $\pm 7\%$. On the other hand, the statistical error in the total variance is probably quite small, so the equipment is limiting the accuracy in this case. Therefore a few improvements are considered as better stabilisation of the light source and of the analog multiplier to reduce this error.

Results

In Table 1 the variance spectra and the total variance during the period of observation of the vertical wind component are represented. The sonic anemometer observations were carried out simultaneously with several other observations by a number of university groups, who took part in the O'Neill experiments. Observations of special interest in relation to the vertical wind component are the heat budget measurements and the wind- and temperature profiles. For more detail on this point again reference is made to [*1*].

It is not the purpose of this publication to give analyses of the results. Nevertheless one remark in this respect will be made. All the tabulated spectra show a more or less extended range where the variance spectrum follows closely a — 5/3 power law. This indicates that in all cases the inertial range of the turbulence was more or less developed regardless the stability conditions in the atmospheric surface layer. A consequence of this result is that the generation of turbulent energy both by friction and convection takes place in the low frequency range of the spectrum i. e. in the largest eddies.

References

1. Lettau, H. H., and B. Davidson: Exploring the Atmosphere's First Mile, Vol. 1, pp. 256—266. New York: Pergamon Press Inc. 1957.
2. Suomi, V. E.: Energy Studies at the Earth's Surface and Development of Sonic Anemometer for Power Spectrum Analysis. ASTIA Report No AD 177, 197, Department of Meteorology, University of Wisconsin, 1957.
3. Press, H., and J. C. Houbolt: Some Applications of Generalised Harmonic Analysis to Gust Loads on Airplanes. J. Aero. Sci. **22,** 17—26 (1955).
4. Kahn, A. B.: A Generalisation of Average-Correlation Methods of Spectrum Analysis. J. Met. **14,** 9—17 (1957).
5. Tukey, J. W.: The Sampling Theory of Power Spectrum Estimates. Symposium on Applications of Autocorrelation Analyses to Physical Problems, Woods Hole, Mass. Office of Naval Research, Washington, D. C., pp. 47—67, 1949.
6. Spetner, L. M.: Errors in Power Spectra due to Finite Sample. J. Appl. Phys. **25,** 653—659 (1954).

Carl-Gustaf Rossby in memoriam
(1898—1957)

Le Professeur Carl-Gustaf Rossby succomba, le 19 août 1957, à une crise cardiaque. Il mourut debout, dans son institut, pendant qu'il discutait, avec les membres du Conseil d'administration, de projets d'avenir touchant à la diffusion et à l'organisation internationales de la météorologie.

Les météorologistes sont en deuil. Ils sont conscients que la perte qu'ils viennent de subir est irréparable. Il faudra néanmoins un certain temps pour mesurer toute l'étendue du vide créé par la mort inopinée du Professeur Rossby. C'est que l'homme était modeste; il savait avec infiniment de tact et de désintéressement pousser les autres à l'avant-plan et se tenir discrètement dans la pénombre. Aussi n'est-ce que peu à peu que l'on se rendra vraiment compte de la place exceptionnellement éminente qu'il occupait parmi les géophysiciens de son temps.

Il naquit à Stockholm, le 28 décembre 1898 et fit ses études à l'université de sa ville natale. C'est à l'Institut Météorologique et Hydrologique de Suède qu'il débuta en qualité d'assistant. Quelques années plus tard, il se rendit à Bergen où il travailla sous la direction du Professeur V. Bjerknes, le fondateur de l'Ecole norvégienne de Météorologie. Puis, en 1926, il partit aux Etats-Unis où il travailla successivement au Massachusetts Institute of Technology (jusqu'en 1939), à l'United States Weather Bureau (1939—1941) en qualité de sous-directeur et de conseiller technique, et enfin à l'Université de Chicago (1941—1947). Aux Etats-Unis, où il insuffla une vie nouvelle à la météorologie, il fut le promoteur de la météorologie moderne. C'est à son dynamisme que le *Massachusetts Institute of Technology* et l'*University of Chicago* doivent leur *Department of Meteorology* et c'est à son enthousiasme communicatif que la météorologie américaine est redevable du grand épanouissement et de la vitalité étonnante que nous lui connaissons de nos jours. Enfin, en 1947, il revint à Stockholm où il créa l'Institut de Météorologie de l'Université qui, en 1954, grâce à l'appui de l'UNESCO, devint *l'Institut International de Météorologie*. Le rayonnement de ces trois institutions, consacrées à l'enseignement et à la recherche, témoigne des qualités éminentes de leur fondateur.

Le Professeur Rossby était un homme exceptionnel. Il avait, des esprits forts, la volonté inébranlable de renoncer aux sentiers battus et

c'est pourquoi il a voulu creuser son propre sillon. Il a ainsi tracé les voies nouvelles par lesquelles il entendait pénétrer dans le domaine de la météorologie et de l'océanographie, sciences qu'il a parcourues à sa manière, découvrant des aspects nouveaux qu'il a mis en lumière dans ses publications.

Dès le début de sa carrière, il s'est efforcé de trouver des représentations nouvelles des états physiques et dynamiques du milieu atmosphérique en vue d'étudier les processus thermodynamiques qui accompagnent la circulation de l'air. Peu après, il a publié des travaux importants sur l'écoulement turbulent de l'air dans la couche de frottement à la surface du globe et de l'eau dans la couche superficielle des océans. Depuis, il n'a cessé de souligner le caractère hydrodynamique prédominant des circulations atmosphériques et océaniques. Il a été amené ainsi à mettre en évidence l'importance pour la dynamique de l'atmosphère de la variation du paramètre de Coriolis en fonction de la latitude et il a découvert une classe nouvelle de perturbations planétaires, appelées d'ailleurs les ondes de Rossby. Dans l'état actuel de nos connaissances, ces ondes circompolaires offrent l'explication la plus satisfaisante des configurations des grandes ondulations du courant zonal d'ouest des régions tempérées. En collaboration avec le professeur E. Palmén, il découvrit le *jet-stream* et mit en évidence les caractères particuliers de cette configuration du courant. Il tenta de la situer et de l'expliquer dans le cadre de la circulation générale de l'atmosphère. Par ses remarquables travaux sur l'invariance de la composante verticale de la rotationnelle absolue de l'air, le Professeur Rossby a aiguillé la météorologie sur la voie nouvelle des méthodes numériques, si riches en possibilités, de sorte qu'à l'heure actuelle, grâce à sa clairvoyance, les machines mathématiques constituent un véritable laboratoire météorologique où l'on peut expérimenter les modèles atmosphériques. C'est là son plus grand titre de gloire. Enfin, il y a quelques années à peine, il revivifia la chimie atmosphérique et fit ressortir l'intérêt que présente la détermination de la composition chimique de l'air et des précipitations pour l'étude des mouvements atmosphériques.

Dans l'esprit du Professeur Rossby, la recherche et l'enseignement étaient inséparables. Aussi fut-il un pédagogue remarquable. Non seulement il fonda successivement et avec un égal bonheur trois instituts universitaires, mais il prit aussi plusieurs initiatives en faveur de la diffusion de la météorologie. Il contribua activement à la création et au développement du *Journal of Marine Research* (1939) et du *Journal of Meteorology* (1944), deux revues qui sont maintenant dans toutes les bibliothèques scientifiques. Enfin, il fonda *Tellus* (1949), un périodique international consacré aux diverses disciplines géophysiques, qui a rapidement conquis droit de cité dans toutes les institutions météorologiques et géophysiques.

Le Professeur Rossby était incontestablement un intellectuel de très grande classe, mais il était aussi et surtout un homme dans toute la force du terme. Il avait de la mission que doivent accomplir les professeurs d'université et les chercheurs une conception extrêmement élevée et il ne cessait de souligner l'importance sociale de cette mission. Profondément

convaincu de la valeur sociale et économique de la météorologie et conscient aussi de la place privilégiée que cette science doit occuper dans la société pour le plus grand bien de l'humanité, il a toujours manifesté le plus grand intérêt pour l'étude de la prévision du temps et des variations climatiques et pour les applications de la météorologie à l'agriculture. Son goût très vif pour les problèmes d'échelle planétaire le poussait à s'intéresser activement aux questions de coopération et d'organisation internationales. En qualité de Vice-Président (1951—1954), puis de Président (1954—1957) de l'Association Internationale de Météorologie, il prit part aux travaux de l'UGGI et s'intéressa activement au programme de l'Année Géophysique Internationale. Tout récemment, le Comité Exécutif de l'OMM, reconnaissant les mérites exceptionnels du Professeur Rossby, lui décerna, à titre posthume, le Prix de l'Organisation Météorologique Internationale. Ce geste pieux a touché profondément tous ceux qui furent ses étudiants et ses collègues.

Plus physicien que mathématicien, il avait une intuition sûre qui lui permettait d'écarter d'emblée tous les facteurs accessoires qui cachent la solution d'un problème. Par des simplifications hardies, il avait l'art de pénétrer immédiatement au coeur du sujet et de trancher le noeud de la question. Son imagination féconde était une source intarissable d'idées pour son jeune entourage.

Spirituel, caustique parfois, mais toujours cordial, généreux et bon, il se dégageait de la personne du Professeur Rossby un charme qui en faisait une personnalité particulièrement attachante.

Il avait tout pour plaire: les qualités du coeur et celles de l'esprit. Il faut avoir été son élève ou avoir été associé à ses travaux pour connaître vraiment le Professeur Rossby et pour découvrir toutes ses qualités intellectuelles et humaines. Il parvenait, grâce à un don providentiel, à grouper autour de lui de nombreux collègues et chercheurs de toutes nationalités et de formations très différentes, à les comprendre, à les faire travailler ensemble dans la plus parfaite harmonie et à faire naître entre eux l'estime réciproque indispensable au travail en équipe. Ainsi s'expliquent les succès qu'il remporta en créant l'Institut International de Stockholm, où des jeunes diplômés, des chercheurs et des professeurs de plus de vingt pays différents ont poursuivi leurs études et leurs travaux et ont échangé leurs idées. Pour les jeunes surtout sa disparition est une perte incommensurable. Il ne se contentait pas de guider leurs études et leurs recherches avec infiniment de tact et de scrupule, de stimuler leur enthousiasme et d'encourager leurs initiatives, il était aussi leur confident et leur frère aîné. Il aimait la jeunesse et savait l'aimer.

Le Professeur Rossby n'est plus, mais il est plus vivant que jamais dans l'esprit et le coeur de tous ceux qui l'ont connu.

J. Van Mieghem

Buchbesprechungen

Meteorological Research Reviews: Summaries of Progress from 1951 to 1955. Edited by A. K. Blackadar. (Meteorological Monographs: Band 3, Nr. 12—20.) 283 S. Boston, Mass.: American Meteorological Society. 1957. $ 7.00.

Mag die Meteorologie, etwa im Vergleich mit anderen naturwissenschaftlichen Disziplinen wie etwa der Botanik oder der Physiologie, dem Außenstehenden als relativ eng begrenztes Arbeitsgebiet erscheinen, so gibt sich dem schärferen Einblick auch hier schon eine weitgehende Spezialisierung in einzelne Teilgebiete zu erkennen; wohl bestehen vielfach enge Querverbindungen zwischen diesen, doch kaum mehr die Möglichkeit einer allseitigen Beherrschung der Kenntnisse. Das Korrelat zu dieser Entwicklung bildet eine zunehmende publizistische Produktivität, die sich in einer wachsenden Zahl erscheinender Bücher, Zeitschriften und Institutsserien äußert, so daß ein aktiver Forscher wohl kaum mehr die nötige Zeit aufbringt, auch nur die wertvollen Veröffentlichungen auf den Gebieten der Meteorologie und der Geophysik genauer zu studieren.

Um so wichtiger wird unter diesen Umständen die sorgfältige Vermittlung des Wissensgutes „aus zweiter Hand". Schon vor Jahrzehnten haben manche Zeitschriften wie etwa die „Meteorologische Zeitschrift" oder die „Zeitschrift für Geophysik" neben einzelnen Buchbesprechungen Listen der Titel der eingelangten Publikationen und Zeitschriftenaufsätze gebracht. Die Schaffung eines möglichst umfassenden und daher sehr wertvollen Referierblattes hat neuerdings die Amerikanische Meteorologische Gesellschaft auf sich genommen, indem sie in ihren seit 1950 monatlich erscheinenden „Meteorological Abstracts and Bibliography" nicht nur regelmäßig sorgfältige Zusammenfassungen der neuesten Publikationen und Titelverzeichnisse der kürzlich erschienenen Zeitschriftenaufsätze veröffentlicht, sondern monatlich auch retrospektiv über die gesamte, seit Jahrzehnten über ein Spezialgebiet der Meteorologie veröffentlichte Literatur referiert und dadurch dem Spezialisten unschätzbare Dienste beim Literaturstudium leistet.

Daneben unternimmt es die Amerikanische Meteorologische Gesellschaft neuerdings auch, in systematischen Fortschrittsberichten eine kritische Übersicht über die Entwicklung der einzelnen Teilgebiete der Meteorologie zu geben. Die soeben erschienene erste Ausgabe dieser meteorologischen Forschungsübersichten ist im Sommer 1957 als Band 3 der „Meteorological Monographs" erschienen und umfaßt im speziellen die Entwicklung der Meteorologie während der Jahre 1951 bis 1955 in internationaler Schau; dieses Unternehmen hat im wesentlichen die Aufgabe, die durch das „Compendium of Meteorology" 1951 von derselben Gesellschaft geschaffene Übersicht über den Stand der

Meteorologie in der Mitte unseres Jahrhunderts in ähnlicher Weise wenigstens für gewisse Teilgebiete der Forschung weiterzuführen; die redaktionelle Leitung dieses Bandes lag ursprünglich in den Händen von J. E. Miller, nach dessen Erkrankung wurde das Werk von A. K. Blackadar zu Ende geführt.

In einem ersten der neun zwischen 20 und 40 Großformatseiten umfassenden Kapitel behandelt H. E. Landsberg die neueste Entwicklung der Klimatologie; seine Darstellung läßt deutlich erkennen, daß die Klimatologie zusehends mehr von der statistischen Methode zur dynamischen und energetischen Denkweise übergeht und daß sie daneben immer stärker praktischen Anwendungsgebieten dienstbar gemacht wird. Wohl auf keinem anderen Gebiet ist es so notwendig wie in der Klimatologie, zur Vervollständigung unserer Kenntnisse auch gänzlich neue Meßmethoden zu entwickeln. In einem Kapitel über meteorologische Instrumente gibt J. C. Bellamy nicht etwa, wie man vielleicht erwarten möchte, einen Überblick über neuere Instrumentkonstruktionen, sondern eine Darstellung der konstruktiven Gesichtspunkte, die bei der Entwicklung moderner Geräte Beachtung finden sollten; eine Berücksichtigung dieser grundsätzlichen und scharfsinnigen, wenn auch vielleicht etwas akademischen Betrachtungen dürfte bei manchen Instrumententwicklungen von entscheidender Bedeutung sein. In einem Kapitel über Radiometeorologie referieren J. S. Marshall und W. E. Gordon über Fortschritte auf den Gebieten der Forschung über Parasiten, über Radiofortpflanzung in der Troposphäre und über Radarmeteorologie.

In einem umfassenden Kapitel über Wetterprognose schildert Sverre Petterssen die neueste Entwicklung der theoretischen, numerischen und graphischen Methoden zum Ausbau der Wetterprognose. Anschließend entwickelt Th. F. Malone Gedanken über die Möglichkeiten und Ziele einer praktischen Anwendung meteorologischer Kenntnisse. Ferner berichtet E. O. Hulburt über die Physik der höchsten Atmosphärenschichten; dabei zeigt sich, daß wir in den letzten Jahren durch zahlreiche Raketenaufstiege auf tatsächlichen Messungen beruhende, sehr viel genauere Kenntnisse erhalten haben, die sich für manche Elemente bis in 130 km, für einzelne bis in 219 km Höhe erstrecken.

In die drei letzten Kapitel des Forschungsberichtes teilen sich H. J. aufm Kampe und H. K. Weickmann; sie behandeln darin teils einzeln, teils gemeinsam die Fortschritte auf den Gebieten der Physik der Wolken, der Niederschläge und der Luftelektrizität. Da die letzten Jahre auf den Gebieten der Mikrophysik und der Makrophysik der Wolken, der Kondensationskernforschung, der künstlichen Niederschlagsbildung und der luftelektrischen Forschung eine reiche Ausbeute an Untersuchungen und neuen Resultaten gebracht haben, bilden auch diese Kapitel eine wertvolle Ergänzung der übrigen Fortschrittsberichte. In dieser Weise erfüllt der ganze Band eine willkommene und für den Fortschritt der Forschung wichtige Funktion: er bietet eine durch reichliche Literaturhinweise dokumentierte Übersicht über die neueren Ergebnisse und den heutigen Stand unserer Kenntnisse auf verschiedenen Arbeitsgebieten der Meteorologie und weist gleichzeitig auf die ungelösten Probleme und die nächsten Aufgaben hin. W. Mörikofer, Davos.

The Physics of Clouds. Von B. J. Mason. Mit 166 Textabb., XXIII, 481 S. Oxford: At the Clarendon Press. 1957. Geb. 70 s.

Die Forschungen auf dem Gebiete der Physik der Wolken haben heute einen derartigen Umfang angenommen und die Publikationen der Ergebnisse dieser Forschungen sind so zahlreich, daß es für den Einzelnen schwierig

ist, die Entwicklung genau zu verfolgen und alle neuen Ergebnisse vollständig zu erfassen. Es ist deshalb besonders zu begrüßen, daß nun eine geschlossene und ausführliche Darstellung des Gesamtgebietes der Physik der Wolken nach dem neuesten Stand der Forschung aus der Feder eines daran sehr maßgebend beteiligten Forschers vorgelegt wird.

Nach einer kurzen von F. H. Ludlam verfaßten einleitenden Übersicht über die makrophysikalischen Vorgänge der Wolkenbildung und einer darauf basierenden Klassifikation der Wolkenformen werden vom Autor des Buches in sehr ausführlicher und klarer Darstellung die Ergebnisse experimenteller und theoretischer Untersuchungen der mikrophysikalischen Prozesse der Wolken- und Niederschlagsbildung und der damit zusammenhängenden Probleme behandelt.

Im ersten Abschnitt werden als einfacher Fall die Bedingungen und Vorgänge der Kondensation von Wasserdampf in reiner und ionenfreier Luft dargestellt, wobei besonders die theoretischen Entwicklungen in Erscheinung treten, die auch die Grundlagen für die Behandlung der komplizierteren Verhältnisse in der realen Atmosphäre bilden. Nach einer Darstellung der Physik der Kondensation an Kleinionen und an hygroskopischen, nichthygroskopischen und gemischten Kernen werden Beobachtungsergebnisse über Konzentration, Größen und Größenverteilung der atmosphärischen Kerne mitgeteilt und die verschiedenen Arten der Quellen und Entstehung von atmosphärischen Kernen sowie ihre Natur besprochen. Weitere Abschnitte behandeln das Wachstum der Kerne bis zur Bildung von Wolken und Nebel, Ergebnisse der Messung der Tropfengrößenverteilung und des Wassergehaltes der Wolken und bringen Ergebnisse der theoretischen Untersuchungen des Wachstums der Tropfen durch Kondensation und durch Anlagerung und der Anfangsstadien der Eisbildung sowie Untersuchungsergebnisse über Gefrierkerne, über das Wachstum der Schneekristalle und über die diese beeinflussenden Faktoren mit einschlägigen Problemen der Kristallphysik.

Allgemeines Interesse verdient besonders der Abschnitt über die Physik der natürlichen Niederschlagsprozesse, der zum Ziel hat, auf Grund einfacher Modelle der Luftbewegungen und des Wachstums der einzelnen Wolkenteilchen eine qualitative Erklärung der Formen der Niederschläge aus verschiedenen Wolkenarten zu geben. Nach einer Übersicht über Ergebnisse von Beobachtungen der Temperatur an der Wolkenbasis und an der Wolkenobergrenze sowie der Dicken der niederschlagsliefernden Wolken wird über die natürliche Auslösung von Niederschlägen aus Schichtwolken und aus Schauerwolken und über die Bildung von Hagel berichtet. Ausführlich werden die Probleme und Methoden der künstlichen Niederschlagsauslösung und die damit erzielten Effekte behandelt. In einem Abschnitt über Radaruntersuchungen von Wolken und Niederschlägen werden die theoretischen Grundlagen der Radarmethode entwickelt und Ergebnisse der Anwendung des cm-Radar zum Studium der Verteilung, Bewegung, Struktur und Entwicklung von niederschlagliefernden Wolken und des mm-Radar zur Untersuchung von Wolken ohne Niederschlag mitgeteilt. Schließlich werden auch die Probleme der Elektrifizierung von Wolken behandelt, wobei besonders die durch niederschlagbringende Wolken und durch Gewitter verursachten Störungen und Abweichungen vom Normalzustand diskutiert werden.

Besonders hervorzuheben ist auch, daß jeweils nicht nur Beobachtungsergebnisse, sondern auch die Beobachtungstechnik und Verfahren experimenteller Untersuchungen eingehend geschildert werden. Das Buch gibt damit

ein geschlossenes Bild vom heutigen Stand der Forschungen auf dem Gebiet der Wolken- und Niederschlagsbildung und muß unzweifelhaft als das Standardwerk der modernen Wolkenphysik bezeichnet werden. F. Steinhauser, Wien.

Cloud Study. A Pictorial Guide. Von F. H. Ludlam und R. S. Scorer. Mit 82 Textabb., 80 S. London: John Murray. 1957. 12 s 6 d.

Das Buch bringt eine Sammlung von 73 außerordentlich eindrucksvollen und typischen Bildern von Wolken, deren Entstehung und besondere Merkmale in einem Begleittext sehr instruktiv erläutert werden. Dadurch wird ein Anschauungsunterricht über Wolkenphysik gegeben, der geeignet ist, weiten Kreisen eine Vertiefung des Verständnisses für die Formen der Wolken und der Himmelsansichten und für deren Bedeutung für das Wettergeschehen zu vermitteln, und das Buch auch als wertvollen Behelf für Unterrichtszwecke erscheinen läßt. In einem einleitenden Text wird eine allgemein verständliche Erklärung der Vorgänge, die zur Wolkenbildung, zur Wolkenumformung und zur Wolkenauflösung führen, gegeben, die durch Beigabe von erklärenden Skizzen unterstützt wird. F. Steinhauser, Wien.

Physics in Meteorology. Von A. C. Best. Mit 26 Textabb., VIII, 159 S. London: Sir I. Pitman & Sons, Ltd. 1957. 18 s.

Im Rahmen der Schriftenreihe über angewandte Physik ist der Verfasser bestrebt, soweit es auf dem kleinen zur Verfügung stehenden Raum möglich ist, die physikalischen Grundlagen der meteorologischen Wissenschaft zur Darstellung zu bringen, die zum Verständnis der in den verschiedenartigen Vorgängen in der Lufthülle der Erde ablaufenden physikalischen Prozesse notwendig sind, um zu zeigen, wie die in den Laboratorien gewonnenen Erkenntnisse bei der Erforschung der Vorgänge in der freien Atmosphäre Anwendung finden. Nach einer Darlegung der Grundprinzipien der meteorologischen Meßtechnik für klimatologische und synoptische Beobachtungen sowie im besonderen auch für meteorologische Forschungszwecke unter Hinweis auf die bei der Anwendung in der Atmosphäre auftretenden Schwierigkeiten werden die Probleme der Mikrophysik der Wolken, der Niederschlagsbildung und der Nebel in sehr klarer und übersichtlicher Art dargestellt. Ferner wird ein Überblick über die in der Atmosphäre wirksamen Strahlungsvorgänge, über ihren thermischen Effekt auf Troposphäre und Stratosphäre sowie über die Wärmebilanz und den Wärmetransport in der Atmosphäre geboten. Im Strahlungshaushalt der Atmosphäre wäre allerdings nach neueren Annahmen nicht eine Albedo von 42%, sondern ein kleinerer Wert (etwa 35%) anzunehmen. Zum Kapitel Luftelektrizität werden ausgehend von einem Überblick über Art und Ursprung der atmosphärischen Ionen und über den Ionenhaushalt die Ergebnisse der Messungen des luftelektrischen Feldes, seiner zeitlichen Änderungen und der luftelektrischen Ströme bei schönem und bei gestörtem Wetter, die elektrische Ladung der Niederschläge, die mechanische und elektrische Struktur der Gewitter und Ergebnisse der Blitzforschung behandelt. Weitere Abschnitte beschäftigen sich mit Wind, meteorologischer Optik und Akustik. Aus dem neuen Forschungsgebiet der Radiometeorologie werden die Abhängigkeit der Reichweite der Ausbreitung von Ultrakurzwellen vom Brechungsindex der Luft für diese Wellen und die Bedingungen für die anomale Ausbreitung von Radiowellen sowie die Auswirkung der Reflexion, Streuung und Schwächung von Ultrakurzwellen an Luftteilchen und an Wolken- und Niederschlagselementen und ihre Ausnutzung für meteorologische Beobachtungs- und Forschungszwecke gezeigt. Das Büchlein schließt mit einer Darlegung

der Grundlagen und Möglichkeiten für eine künstliche Beeinflussung des Wetters im kleinen (z. B. Frostschutz, Nebelauflösung) und im großen (künstliche Niederschlagsauslösung). F. Steinhauser, Wien.

Physique de l'atmosphère. Tome I: Phénomènes d'émission dans l'atmosphère. Von E. Vassy. Mit 201 Textabb., VI, 338 S. Paris: Gauthier-Villars. 1956.

Das Buch geht auf Vorlesungen, die der Autor an der Universität Paris gehalten hat, zurück und will eine Anleitung zur Forschung auf dem Gebiete der Physik der Atmosphäre darstellen, wobei im vorliegenden ersten Teil vorwiegend die Erscheinungen behandelt werden, die mit Emissionsvorgängen in der Atmosphäre zu tun haben. Es wird in der Einleitung auch betont, daß in dem Buch keine Vollständigkeit angestrebt wird, sondern daß vor allem die Forschungszweige eingehender behandelt werden, die sich in neuerer Zeit in besonders rascher Entwicklung befinden.

Zur Einleitung werden die direkten Methoden der Erforschung der Struktur der freien Atmosphäre eingehend besprochen und die über Temperatur- und Druckverteilung mit der Höhe, über die chemische Zusammensetzung und den Wasserdampfgehalt der Lufthülle und ihre Änderungen sowie über das Aerosol gewonnenen Ergebnisse dargestellt.

Der erste Hauptabschnitt ist den Polarlichtern gewidmet. Nach einer Übersicht über die Erscheinungsformen der Polarlichter werden sehr ausführlich die Beobachtungsergebnisse über ihre Verteilung im Raum, über ihre Häufigkeiten und über ihre zeitlichen Änderungen sowie über Beziehungen zu solaren Erscheinungen und über den Einfluß der atmosphärischen Gezeiten mitgeteilt. Es werden ferner die Methoden und Ergebnisse der spektralen Untersuchungen der Polarlichter, die daraus abgeleitete spektrale Energieverteilung und ihre Änderungen und Ergebnisse von Radarbeobachtungen dargestellt, die verschiedenen Nordlichttheorien ausführlich und kritisch besprochen und die aus Nordlichtbeobachtungen abgeleiteten Erkenntnisse über die Zusammensetzung, über Temperatur und über Druck- und Dichteverteilung in den höheren Atmosphärenschichten vermittelt.

Der zweite Hauptabschnitt hat die Erscheinungen des Nachthimmelslichtes und die damit zusammenhängenden Probleme zum Inhalt und behandelt die verschiedenen Beobachtungsmethoden und die damit gewonnenen Ergebnisse, die Farbe des Nachthimmelslichtes, spektrale Untersuchungen und die Polarisation des Nachthimmelslichtes, die zeitlichen Änderungen, die Höhen- und Breitenabhängigkeit und Beziehungen zur Sonnenaktivität, zur magnetischen Aktivität, zu Erscheinungen der Ionosphäre und zur kosmischen Strahlung, den Ursprung des Nachthimmelslichtes und die aus den Erscheinungen des Nachthimmelslichtes abgeleiteten Folgerungen über die Zusammensetzung und Temperatur der hohen Atmosphärenschichten.

Weitere Abschnitte beschäftigen sich mit Emissionserscheinungen der Dämmerung, die von der Photoluminiszenz des Sauerstoffs, des Natriums und des Stickstoffs herrühren, und mit dem Leuchten der Meteore, den dazu verwendeten Beobachtungsmethoden und den damit gewonnenen Ergebnissen, sowie mit den theoretischen Erklärungen und den aus den Meteorbeobachtungen abgeleiteten Erkenntnissen über die Verhältnisse in den hohen Atmosphärenschichten.

Im letzten Abschnitt werden Emissionserscheinungen behandelt, die ihren Ursprung in niederen Atmosphärenschichten haben. Dazu gehören Blitze, Elmsfeuer und Atmospherics. Die thermische Strahlung der Erde

und der Atmosphäre soll zusammen mit den Erscheinungen der Absorption und Diffusion in einem zweiten Teil des Werkes behandelt werden.

Das inhaltsreiche Buch, das in sehr klarer Darstellung durch zahlreiche und zum Teil auch sehr originelle Bildbeigaben unterstützt wird, wird sich nicht nur als Lehrbuch für Studierende sehr gut bewähren, sondern verdient auch das besondere Interesse der geophysikalischen Fachkollegen. F. Steinhauser, Wien.

Atmospheric Electricity. Von J. A. Chalmers. Mit 64 Textabb., 327 S. London-New York-Paris: Pergamon Press. 1957. 73 s.

Der Verfasser hatte 1949 ein Büchlein über den gleichen Gegenstand veröffentlicht, das in vielen Teilen heute durch die Fortschritte auf dem Gebiete der Luftelektrizität bereits überholt erscheint. Deshalb war es notwendig, eine Neubearbeitung dieses Gegenstandes vorzunehmen, wobei nur einige Teile aus dem früheren Werk übernommen werden konnten. Außer der Aufnahme neuer Forschungsergebnisse ist in der Neubearbeitung insofern auch eine Änderung eingetreten, als jetzt durchwegs das praktische MKS-System verwendet und an Stelle des Begriffes „Feld" zur Vermeidung von Mißverständnissen jeweils der Begriff „Potentialgradient" benutzt wird. Der Verfasser will in seinem Buch eine umfassende Darstellung des Gesamtgebietes der Luftelektrizität nach dem neuesten Stand bis zum Jahre 1956 bieten, was ihm auch gut gelungen sein dürfte.

Nach einer historischen Übersicht über die Entwicklung unserer Kenntnisse von luftelektrischen Erscheinungen werden allgemeine Grundlagen und Ergebnisse sowie einige meßtechnische Prinzipien besprochen. Es werden dann ausführlich die Beobachtungsergebnisse über verschiedene Arten von Ionen und Kondensationskernen, die Meßmethoden, die verschiedenen Ursachen der Erzeugung von Ionen in der Atmosphäre, das Ionengleichgewicht, das Verhältnis von geladenen zu ungeladenen Kernen und die Vernichtung von Ionen diskutiert. Einen breiten Raum nimmt die Behandlung des vertikalen Potentialgradienten ein, dessen Verhalten für das Verständnis der luftelektrischen Verhältnisse bei Schönwetter und bei Schlechtwetter besonders bedeutungsvoll ist. Die verschiedenen Meßmethoden werden unter Berücksichtigung der neueren Entwicklungen eingehend besprochen und die Beobachtungsergebnisse über täglichen und jährlichen Gang und örtliche Besonderheiten, über den Zusammenhang zwischen Raumladung und Potentialgradienten und über verschiedene wetterbedingte andere Einflüsse auf das Verhalten des Potentialgradienten mitgeteilt. Ferner werden die Meßmethoden für die Leitfähigkeit der Luft und die Beobachtungsergebnisse über die zeitliche Änderung der Leitfähigkeit, über ihre Änderung mit der Höhe und in Wolken und über Witterungseinflüsse dargestellt. Es werden Methoden und Ergebnisse der Messungen des Luft—Erd-Stroms und seiner zeitlichen Änderungen, die Entstehung, Messung und Bedeutung von Punktentladungsströmen, Messung, Ursprung, Bedeutung und Art der Niederschlagselektrizität und ihre Beziehung zum Potentialgradienten und zu Punktentladungen behandelt. Im Zusammenhang mit dem Problem der Aufrechterhaltung der Erdladung werden die Effekte der verschiedenen Möglichkeiten der Ladungsübertragung und auch die Existenz und die Höhenlage horizontaler Ströme eingehend diskutiert. Die letzten drei Abschnitte sind den Gewittererscheinungen gewidmet. Es werden zahlreiche und sehr verschiedenartige Beobachtungsergebnisse über die Ladungsverteilung, über Potentialgradienten und ihre Änderungen in und um Gewitterwolken, über Radar- und Berg-

beobachtungen an Gewitterwolken, Untersuchungen der Art der Blitzentladungen und der damit zusammenhängenden Erscheinungen besprochen und nach Feststellung der auf Grund der Beobachtungsergebnisse über die Verteilung der Ladungen in Gewitterwolken abgeleiteten grundsätzlichen Erfordernisse, denen Theorien über die Trennung der Ladungen in Gewitterwolken genügen müssen, zahlreiche derartige Theorien kritisch geprüft. Der Verfasser kommt zu dem Schluß, daß die Theorien, die vom Vorhandensein natürlicher Ionen in den Gewitterwolken ausgehen, qualitativ und quantitativ nicht befriedigen und daß die ice impact-Theorie von SIMPSON und SCRASE (Ladungstrennung beim Zusammenstoß von Eiskristallen) und die von WORKMAN und anderen entwickelte glazing-Theorie (Ladungstrennung beim teilweisen Anfrieren von unterkühlten Tropfen an Eisteilchen) mehr Wahrscheinlichkeit für sich haben und die letzterwähnte Theorie auch in quantitativer Hinsicht besser entwickelt ist. Eine besondere Erklärung erfordern das Vorhandensein eines Gebietes mit positiven Ladungen im unteren Teil der Gewitterwolken, wofür ebenfalls einige Theorien mitgeteilt werden, und andere Arten von Ladungstrennung in Wolken mit und ohne Niederschlag. In einer Schlußbetrachtung wird festgestellt, daß das eine Hauptproblem der Luftelektrizität, nämlich die Aufrechterhaltung der negativen Ladung der Erde, abgesehen von kleineren Details als gelöst betrachtet werden kann, daß aber das andere Hauptproblem, nämlich die Erklärung des Ursprungs der Gewitterelektrizität, einer Lösung noch nicht so nahe ist und daß dazu möglicherweise ein bisher noch nicht berücksichtigter Vorgang in Betracht zu ziehen sein wird.

Die klare und übersichtliche Gliederung des Werkes, die kritisch abwägende Darstellung der umstrittenen Probleme und besonders der Untersuchungsergebnisse aus der neueren Zeit und der Ausblick auf weitere Forschungsaufgaben machen das Werk nicht nur zu einem sehr erwünschten und guten Lehrbuch, sondern lassen erwarten, daß es darüber hinaus auch für die weitere Forschung sehr anregend wirken wird. F. STEINHAUSER, Wien.

A Legkör fizikája. Von L. AUJESZKY. Mit 107 Abb., 286 S. Budapest: Akadémiai Kiadó. 1957.

L. AUJESZKY gibt in diesem Lehrbuch in ungarischer Sprache einen Überblick über die heutigen meteorologischen Anschauungen unter den Gesichtspunkten der Geophysik; die Darstellung gibt sich daher teilweise in etwas ungewohnter Gliederung, wobei die für den Geophysiker weniger wichtigen Fragen nicht berührt werden konnten. Im ersten der vier Kapitel wird das allgemeine phänomenologische Bild der Erdatmosphäre ausführlich und in anschaulicher Weise mit vielen zahlenmäßigen Angaben beschrieben; dabei finden auch Ergebnisse eigener Berechnungen des Verfassers über Trägheitsmoment, Drehimpuls und kinetische Energie der rotierenden Atmosphäre Verwendung. Hierauf wird die Physik der einzelnen Stockwerke der Atmosphäre behandelt, wobei Luftmassen und ihre Grenzflächen, Jet-Stream und Blocking mit der planetarischen Zirkulation und mit den klimatisch-geographischen Ursachen in Zusammenhang gebracht werden. Besonders fesselnd ist die Darstellung über die mittleren und hohen Schichten der Erdatmosphäre, wobei die Gezeiten der Atmosphäre, die Ozonverhältnisse in der Mesosphäre, Resultate der Raketenforschung, Polarlicht und andere Vorgänge in der Ionosphäre, in der Thermosphäre und in der Exosphäre gründlich besprochen werden.

Im dritten, ausführlichsten Kapitel werden die Beziehungen der Atmosphäre zur Hydrosphäre und zur Lithosphäre diskutiert. Es werden die Quellen der Wärmeenergie der Atmosphäre und die Temperaturverhältnisse

behandelt, der Wind, der als „Resultierende der asymetrischen Bewegungen eines Haufens von Luftmolekülen" aufgefaßt wird, eine Schätzung der Gesamtenergie und der möglichen Geschwindigkeiten des Windes sowie eine Klassifikation nach der stärksten Windkomponente behandelt, Art und Struktur sowie physikalische Eigenschaften der Wolken erörtert. Bei der Lufttemperatur und beim Winde wie auch bei den Wolken wird darauf hingewiesen, daß diese Erscheinungen im wesentlichen statistische Begriffe darstellen und sich deshalb auf einen Durchschnittszustand vieler Objekte beziehen. Anregende Ausblicke werden auf die Auswirkung all dieser meteorologischen Elemente auf die Beschaffenheit der festen Erdoberfläche sowie auf die Wellenbildung und die Verdunstung des Meerwassers gegeben; auch flüssige und feste Niederschläge sowie die Elemente der Luftelektrizität und die Rolle der atmosphärischen Suspensionen kosmischen und vulkanischen Ursprungs werden eingehend behandelt. Aujeszkys Lehrbuch, das zahlreiche originelle und anregende Anschauungen auf streng physikalischer Grundlage entwickelt, dabei aber doch den Vorzug hat, nicht schwer verständlich zu sein, schließt mit einer kurzen Zusammenfassung der älteren und neueren Theorien über die Entstehung der Erdatmosphäre. P. Valko, Davos.

Die Höhenwinde über dem tropischen und südlichen Atlantischen Ozean. Von E. Kuhlbrodt. (Wissenschaftliche Ergebnisse der deutschen atlantischen Expedition auf dem Forschungs- und Vermessungsschiff „Meteor" 1925—1927. Band XVI, 1. Teil.) Erste Lieferung: Allgemeine statistische Bearbeitung der Höhenwindmessungen. Mit 14 Textabb., 17 Tafeln, 91 S. Zweite Lieferung: Weitergehende statistische Bearbeitung für ausgewählte Felder. Mit 15 Textabb., 10 Tafeln, 77 S. Berlin: Walter de Gruyter & Co., 1958. 1. Lieferung: DM 37.50, 2. Lieferung: DM 27.—.

Es ist sehr erfreulich, daß nun die Veröffentlichung der Bearbeitung des auf der großen deutschen „Meteor"-Expedition, die den Atlantischen Ozean von 20° N an südwärts netzartig in langen Kreuzfahrten überzogen hat, gewonnenen einmaligen Beobachtungsmaterials wieder fortgeführt wird. Insbesondere die Bearbeitung des aerologischen Beobachtungsmaterials, das außerordentlich wertvolle Beiträge für das Studium der allgemeinen Zirkulation liefert, stellt einen großen wissenschaftlichen Gewinn dar. In die Bearbeitung wurden zur Ergänzung auch die Ergebnisse der vom Wetterdienst der deutschen Seewarte auf deutschen Handelsschiffen und auf Studienfahrten bis zum Jahre 1939 durchgeführten Höhenwindmessungen einbezogen. Das Beobachtungsmaterial umfaßt 7000 Aufstiege.

Aus diesem Beobachtungsmaterial wurden für Höhenstufen von je 500 m bis 3000 m Höhe und darüber für Höhenstufen von je 1000 m für 5°-Felder, gesondert für die Zeitabschnitte Mai bis Oktober und November bis April, die Mittelwerte der zonalen und der meridionalen Windkomponente, die Richtung des resultierenden Windvektors, die mittlere vektorielle und skalare Windgeschwindigkeit und die Beständigkeit des Windes berechnet und in der ersten Lieferung in Tabellen und in graphischen Darstellungen mitgeteilt. Zur besseren Veranschaulichung sind die berechneten Zahlenwerte auch in zonalen und meridionalen Vertikalschnitten dargestellt. Häufigkeitsverteilungen der Windgeschwindigkeiten nach sechs Stufen für die vier Quadranten geben für je 10°-Breitenzonen, getrennt nach Ost- und Westhälfte des Atlantiks und nach Sommer- und Winterhalbjahr, Aufschluß über die Veränderlichkeit des Windes in den verschiedenen Gebieten.

Für Gebiete, für die es der Umfang des Beobachtungsmaterials erlaubte, wurden Aufgliederungen nach Vierteljahreswerten bis 15 km Höhe oder nach Monatswerten bis 5000 m Höhe durchgeführt und in der zweiten Lieferung in graphischen Darstellungen und in Tabellen wiedergegeben. Daraus sind für einen Transozeanschnitt und für einzelne weitere Felder des Atlantik der jährliche Gang der Höhenluftströmung, die Windänderung mit der Höhe und unperiodische Schwankungen in Abhängigkeit von der Jahreszeit ersichtlich. Dies gilt besonders für den Seeweg vom Kapverden-Gebiet bis zum La Plata und für Monatswerte für den Höhenbereich bis 20 km an der Station Bathurt-Hafen und im Seegebiet von Fernando Noronha, wofür auch weitere Häufigkeitsstatistiken angegeben werden.

Die Diskussion dieser wertvollen aerologischen Materialdarbietung ist einer dritten Lieferung vorbehalten, deren Erscheinen mit Interesse erwartet werden darf. F. Steinhauser, Wien.

Druck-, Temperatur- und Strömungsverhältnisse in der Stratosphäre über der Nordhalbkugel. Von K. Wege. (Institut für Meteorologie und Geophysik der Freien Universität Berlin. Meteorologische Abhandlungen: Band V, Heft 4.) Mit 55 S. 90 Seiten mit Karten und Abb., Berlin: Verlag von D. Reimer. 1957.

Die Fortschritte auf dem Gebiete der aerologischen Meßtechnik, der für die Praxis des täglichen Wetterdienstes, für den zunehmenden Flugverkehr und für andere technische Zwecke sowie für wissenschaftliche Erfordernisse immer mehr steigende Bedarf an Meßwerten aus den höheren Luftschichten und die fortwährenden Bemühungen der meteorologischen Weltorganisation zur Steigerung der Angleichung der verschiedenen Meßverfahren aneinander bringen es mit sich, daß überall auf der Erde von Jahr zu Jahr mehr hochreichende aerologische Aufstiege zur Verfügung stehen und daß die Ergebnisse dieser Aufstiege immer mehr von Fehlern befreit und dadurch besser vergleichbar werden. Mit diesen Fortschritten steigt aber auch das Bedürfnis nach einer übersichtlichen Verarbeitung dieses Beobachtungsmaterials und es ist daher sehr zu begrüßen, daß in der vorliegenden Arbeit ein Versuch zur zusammenfassenden Darstellung der Druck-, der Temperatur- und der Strömungsverhältnisse in der Stratosphäre der Nordhalbkugel gewagt worden ist. Um durchschnittliche Verhältnisse ableiten zu können, sind mehrjährige Beobachtungen notwendig, die heute bereits von zahlreichen Stationen der Nordhalbkugel zur Verfügung stehen, naturgemäß aber nicht immer gleichwertig sind, weil die Beobachtungsmethoden verschieden sind und die Zuverlässigkeit der Beobachtungsergebnisse im Laufe des letzten Jahrzehnts immer mehr gesteigert worden ist. Es waren daher sorgfältige Bemühungen notwendig, diese Schwierigkeiten zu umgehen und die Mängel, die durch Strahlungsfehler und durch die Trägheit der Instrumente an den einzelnen Stationen und auch im Laufe der Zeit verschieden waren, zu beheben und den mit zunehmender Höhe wachsenden Ausfall von Meßwerten entsprechend auszugleichen. Unter Bezugnahme auf die in der Literatur zur Verfügung stehenden Untersuchungsergebnisse und durch eigene Untersuchungen hat der Verfasser dies in seiner Bearbeitung soweit als möglich berücksichtigt und durch entsprechende Korrekturen, wo diese notwendig waren, die Vergleichbarkeit hergestellt. Dadurch ist es gelungen, auf Grund der Beobachtungsergebnisse von 362 aerologischen Stationen aus dem Zeitabschnitt 1949 bis 1953 Monatsmittelkarten der absoluten Topographie der 200mb-, 100mb- und 50mb-Fläche, der relativen Topographien der Schichten 200/300mb, 100/200mb und 50/100mb

sowie Temperatur- und Isotachenkarten dieser drei Druckstufen abzuleiten, die für die Monate Januar, Februar, April, Juni, Juli, August und Oktober in der vorliegenden Arbeit veröffentlicht sind. Zur Feststellung der markantesten zeitlichen Änderungen und auch zur Kontrolle der Zuverlässigkeit der Karten wurden auch Karten der Änderungen der absoluten und relativen Topographien von einem Monat zum nächsten gezeichnet.

Die hier veröffentlichten aerologischen Karten der Stratosphäre zeigen, daß das Beobachtungsmaterial bei sorgfältiger Bearbeitung doch schon so gut und vergleichbar ist, daß die Karten interessante Details der komplizierten Verteilung der meteorologischen Elemente erkennen lassen, die in der die Verhältnisse in den einzelnen Jahreszeiten umfassenden Diskussion hervorgehoben und zu erklären versucht werden. Zur Erklärung des Temperaturfeldes der Stratosphäre werden Vertikalbewegungen in Betracht gezogen und von Süden nach Norden gerichtete Abgleitbewegungen oberhalb der Tropopause angenommen. Bemerkenswert ist, daß der Temperaturgang in höheren Breiten in der Stratosphäre zum Unterschied von dem Verhalten in der Troposphäre mit nur geringer Verzögerung dem Sonnenstand folgt. Die Änderungen der relativen Topographie 500/1000 mb vom Winter zum Sommer zeigen einen engen Zusammenhang mit den Änderungen des Bodendrucks. Die Abweichungen der Änderungen der relativen Topographie 50/1000 mb vom Breitenkreismittel ist positiv über Druckfallgebieten und negativ über Steiggebieten. Als extremer Fall wird die Lage am Tage der bisher niedrigsten Temperatur über Berlin (—79° in 43 mb am 10. Dezember 1954) besonders untersucht. Es zeigte sich, daß diese niedrigen Temperaturen auftraten, als ein kräftiger Warmluftvorstoß über Mitteleuropa durch Kompensation eine starke Abkühlung in der Stratosphäre verursachte.

Die Arbeit muß als außerordentlich verdienstlich für die Bereicherung unserer Kenntnisse über die allgemeine Zirkulation und die meteorologischen Verhältnisse in der Stratosphäre bezeichnet werden. Naturgemäß wird bei weiterer Vermehrung der aerologischen Beobachtungsstationen und bei Verbesserung bzw. Vereinheitlichung der Meßmethoden mit Korrekturen in einzelnen Details noch gerechnet werden müssen. F. Steinhauser, Wien.

5- bzw. 40jährige Monatsmittel der absoluten Topographien der 1000 mb-, 850 mb-, 500 mb- und 300 mb-Flächen sowie der relativen Topographien 500/1000 mb und 300/500 mb über der Nordhemisphäre und ihre monatlichen Änderungen. Folge 1 und 2. Von Ingrid Jacobs. (Institut für Meteorologie und Geophysik der Freien Universität Berlin. Meteorologische Abhandlungen: Band IV, Heft 1 und 2.) Heft 1 mit 219 S. 103 Seiten mit Karten und Abb. Heft 2 mit 47 S. 121 Seiten mit Karten und Tabellen. Berlin: Verlag von D. Reimer. 1957.

In den letzten Jahrzehnten und besonders in der Nachkriegszeit ist ein erfreulicher Zuwachs an aerologischem Beobachtungsmaterial aus allen Teilen der Welt zu verzeichnen, das nicht nur an Quantität, sondern auch an Qualität ständig zunimmt. Es ist deshalb an der Zeit, dieses Material übersichtlich zu verarbeiten und es ist sehr verdienstlich, daß diese Bearbeitung nun in dem unter Leitung von R. Scherhag stehenden Institut für Meteorologie und Geophysik der Freien Universität Berlin durchgeführt wird und bereits die ersten Ergebnisse in Kartendarstellungen und in Tabellenform vorgelegt werden können. Es ist bekannt, daß die verschiedenen Radiosondentypen durch ihre technischen Eigenheiten Differenzen in Meßwerten verursachen,

die hauptsächlich auf unterschiedliche Strahlungsempfindlichkeit und Trägheit der Instrumente zurückgehen. Die dadurch notwendig gewordenen Vergleiche der Zuverlässigkeit der verschiedenen aerologischen Beobachtungsstationen und der Anbringung entsprechender Korrekturen erschwert die Bearbeitung natürlich sehr. Es wäre diese Arbeit bedeutend leichter, wenn von den einzelnen Beobachtungsstationen oder von den nationalen meteorologischen Diensten selbst kritische und zusammenfassende Bearbeitungen ihrer Aufstiegsergebnisse durchgeführt und veröffentlicht würden. Merkwürdigerweise werden aber, obwohl jetzt von vielen Stationen bereits mehrjährige vollständige Beobachtungsreihen vorliegen, derartige Bearbeitungen relativ viel seltener veröffentlicht, als dies früher der Fall war, als nur lückenhafte aerologische Beobachtungen zur Verfügung standen. Soweit es möglich war, ist von der Verfasserin die Zuverlässigkeit der Beobachtungsergebnisse der einzelnen Stationen geprüft und sind entsprechende Korrekturen vorgenommen worden.

Es wurden die Beobachtungsergebnisse von etwa 310 Radiosondenstationen der Nordhemisphäre aus den Jahren 1949 bis 1953 bearbeitet und daraus Mittelwerte berechnet, die in Tabellen mitgeteilt werden, und als Grundlagen für Kartendarstellungen verwendet worden sind. Mit Hilfe der festgestellten Tagesgänge der meteorologischen Elemente der freien Atmosphäre wurden aus den Terminwerten Tagesmittelwerte abgeleitet und diese den Kartendarstellungen zugrundegelegt. Obwohl versichert wird, daß alles verfügbare Beobachtungsmaterial verwendet worden ist, scheint dies doch nicht ganz der Fall zu sein. So fehlen z. B. die Werte von Wien, wo bereits seit 10 Jahren mit der sehr zuverlässigen US-Sonde täglich 2 bis 4 Aufstiege gemacht werden, und ebenso werden wahrscheinlich auch noch von anderen Orten und insbesondere von solchen, wo von militärischen Dienststellen Radiosondenstationen eingerichtet oder betrieben wurden, die Beobachtungsergebnisse nicht allgemein zugänglich gewesen sein. Es wäre verdienstlich, wenn auch diese Beobachtungen einer künftigen Bearbeitung eines Welt-Klimaatlasses der freien Atmosphäre zugänglich gemacht werden könnten.

In der vorliegenden Publikation sind für jeden Monat und für das Jahr Karten der absoluten Topographie der 1000 mb-, 850 mb-, 500 mb- und 300 mb-Fläche, relative Topographien der 500/1000 mb und der 300/500 mb-Schichten und Temperaturkarten der 500 mb- und der 300 mb-Fläche in stereographischer Polarprojektion (im Maßstab 1:50 Millionen in 60° N) veröffentlicht. Der Kartenausschnitt umfaßt das Nordpolargebiet, Europa bis Nordafrika, den Nordatlantik, den größten Teil von Nordamerika und von Asien das Gebiet der Sowjetunion.

Ferner sind in Tabellen 5jährige Mittelwerte der monatlichen und jährlichen absoluten und relativen Topographie für 273 für die Kartendarstellungen verwendete Stationen und überdies für 40 außerhalb des dargestellten Kartenausschnittes gelegene Stationen der Nordhalbkugel und außerdem auch die aus den Mittelkarten entnommenen Schnittpunktswerte für je 5° Breiten- und 10° Längenabstand veröffentlicht. Damit bringt diese Publikation außerordentlich wertvolle Grundlagen für Studien der allgemeinen Zirkulation und und auch für sonstige Untersuchungen und Werte, die insbesondere auch als Bezugsgrößen für mittel- und langfristige Wettervorhersagen benötigt werden.

In der zweiten Folge werden 40jährige Monatsmittel der absoluten Topographien der 1000 mb- und 500 mb-Fläche sowie der relativen Topographien 500/1000 mb über der Nordhalbkugel und ihre monatlichen Änderungen bezogen auf den Zeitraum 1900 bis 1939 mitgeteilt. Die Karten der 40jährigen

Normalwerte wurden dadurch gewonnen, daß ausgehend von den vom Berliner Institut veröffentlichten Karten der Normalwerte des Luftdrucks auf der Nordhemisphäre für die Periode 1900 bis 1939, die zu diesem Zweck nochmals kritisch überarbeitet wurden, Karten der 1000 mb-Fläche konstruiert worden sind. Dieser so gewonnenen 1000 mb-Fläche wurde die relative Topographie 500/1000 mb überlagert und damit die Topographie der 500 mb-Fläche gewonnen. Die in Monatskarten der absoluten Topographie der 1000 mb-Fläche, der relativen Topographie 500/1000 mb und der absoluten Topographie der 500 mb-Fläche, ihrer monatlichen Änderungskarten dieser Topographien und in Tabellen der Schnittpunktswerte für je fünf Breitengrade und zehn Längengrade niedergelegten Ergebnisse werden besonders auch im Hinblick auf die allgemeine Zirkulation und auf zeitliche und örtliche Änderungen eingehend diskutiert. F. Steinhauser, Wien.

Die Temperaturänderung der Troposphäre über Lindenberg im Bereich von Antizyklonen durch Strahlungs- und Turbulenzvorgänge. Von C. H. Grasnick. (Abhandlungen des meteorologischen und hydrologischen Dienstes der Deutschen Demokratischen Republik, Nr. 43.) Mit zahlreichen Textabb., 102 S. Berlin: Akademie-Verlag. 1957. DM 42.—.

Während bereits mehrfach Berechnungen der strahlungsbedingten Temperaturänderungen der freien Atmosphäre im Bereich von Antizyklonen durchgeführt worden sind, werden hier derartige Berechnungsergebnisse auch mit gemessenen Werten verglichen. Die Berechnungen beziehen sich auf sommerliche stationäre Antizyklonen und auf den Aufbau bzw. Abbau von Antizyklonen im September. Sie wurden nach der Methode von Bruinenberg durchgeführt.

Für eine sommerliche stationäre Antizyklone wurde im Bereich der Troposphäre oberhalb der bodennahen Schicht bis zur 500 mb-Fläche für die Zeit von 16 bis 4 Uhr eine Abkühlung durch langwellige Strahlungsvorgänge um durchschnittlich 1° berechnet. Ein Großteil der Abweichungen von den beobachteten Abkühlungswerten ist auf advektive und dynamische Vorgänge zurückzuführen. Bei einer im Aufbau begriffenen Hochdruckbrücke bewirkte der Einfluß advektiver Vorgänge starke Abweichungen der Beobachtungswerte von den Berechnungsergebnissen, wodurch aber eine quantitative Trennung advektiver und strahlungsbedingter Einflüsse ermöglicht wurde. Die Übereinstimmung der Berechnungsergebnisse mit den Beobachtungswerten ist bei Windgeschwindigkeiten bis zu 5 m/sec gut. Da durch die strahlungsbedingten Vorgänge besonders an der Obergrenze von Inversionen starke Abkühlung verursacht wird, während die Abkühlung an der Untergrenze nur gering ist oder dort sogar Erwärmung auftritt, haben die langwelligen Strahlungsvorgänge die Tendenz, eine Ausgleichung der Unregelmäßigkeiten in der Temperaturschichtung herbeizuführen.

Im zweiten Teil werden Ergebnisse theoretischer Berechnungen der nächtlichen Temperaturänderung der bodennahen Luftschicht (bis 100 m Höhe) unter Berücksichtigung der Ausstrahlung des Bodens, der Verdunstungs- oder Kondensationswärme, der vertikalen Temperaturverteilung und des vertikalen Austausches, der Einwirkung des Bodens und der Advektion für die gleichen Wetterlagen mitgeteilt. Die für die Berechnungen benötigten wirksamen Austauschkoeffizienten werden mit Hilfe von Nomogrammen aus Lösungen der Wärmeleitungsgleichungen unter Verwendung von Temperaturregistrierungen in verschiedenen Höhen über dem Boden abgeleitet und zur

Bestimmung der Temperaturänderungen verwendet. Dabei wird auch der quantitative Anteil der effektiven Ausstrahlung, der Austauschgröße und des vertikalen Temperaturgradienten an der Temperaturänderung gesondert bestimmt, um die Bedeutung dieser Größen für die nächtliche Temperaturänderung erkennen zu lassen. Die ausschlaggebende Rolle für die Temperaturänderungen in der bodennahen Luftschicht spielt die Temperaturschichtung.

Der vorliegenden Arbeit kommt nicht nur in methodischer Hinsicht Interesse zu, sie ermöglicht durch die quantitativen Berechnungsergebnisse auch einen genaueren Einblick in die Wirkung der Faktoren, die die Temperaturverhältnisse der bodennahen Luftschicht in der freien Atmosphäre beeinflussen, sowie in die Entwicklung der Temperaturverhältnisse dieser Bereiche.

F. Steinhauser, Wien.

Vistas in Astronomy. Herausgegeben von A. Beer. Band 2. 993 S. London und New York: Pergamon Press. 1956. £ 11.11.0.

Wohl besitzt die Astronomie in dem vielbändigen „Handbuch der Astrophysik" eine Enzyklopädie von ursprünglich erschöpfendem Ausmaß. Doch hat dieses Werk bereits ein Alter von rund einem Vierteljahrhundert und entspricht daher bei den enormen Fortschritten der astronomischen Forschung nicht mehr den heutigen Bedürfnissen. Diese Lücke wird nun von den „Vistas in Astronomy" teilweise ausgefüllt, die, ursprünglich als Festschrift zu Ehren von F. J. M. Stratton geplant, sich durch das große Interesse der Astronomen zu einem Querschnitt durch das ganze Gebiet der Astrophysik entwickelt haben. Mehr als 200 Spezialisten aus 26 Ländern haben die nahezu 200 Beiträge beigesteuert und damit unter dem Herausgeber Arthur Beer ein Werk geschaffen, das als Frucht der ursprünglichen Festschriftidee in Aufbau und Inhalt zwar unausgeglichen und unvollständig ist, in seiner fachlichen Kompetenz jedoch unübertroffen sein dürfte.

Früher hat es wohl eine Zeit gegeben, wo die Ergebnisse der Astrophysik den Geophysiker noch so weit interessierten, als sie sich auf die verschiedenen Emissionen der Sonne bezogen; in der heutigen Zeit, wo nicht nur Meteorologie und Geophysik, sondern die ganze Naturforschung bis in die höchsten Atmosphärenschichten und über deren Grenzen hinaus vorzudringen suchen, wächst auch das Interesse für die verschiedenen Aspekte der astrophysikalischen und der Weltraumforschung bei den Forschungsgebieten, die ursprünglich durchaus erdgebunden waren.

Nachdem in dem bereits früher erschienenen ersten Band dieser „Ausblicke auf die Astronomie" vor allem einige allgemeinere Kapitel der Astrophysik und außerdem die Radioastronomie und die Physik der Sonne behandelt worden waren, bringt der hier anzuzeigende zweite Band wesentliche Teile, die von speziellem Interesse für den Geophysiker und den Meteorologen sind, daneben allerdings auch große Abschnitte, die mehr den Astrophysiker und den Stellarastronomen angehen. Eröffnet wird dieser Band durch ein Kapitel über das Gebiet der solar-terrestrischen Beziehungen, worin vor allem die Probleme der Ionosphäre und der kosmischen Strahlung erörtert werden. In einem zweiten, über 100 Seiten umfassenden Kapitel werden von mehreren kompetenten Geophysikern verschiedene Probleme der Geophysik behandelt, die speziell für den Astrophysiker von Interesse sein mögen. Zur Sprache kommen hier die Variationen der Erdrotation, die Lokalisierung von Gewittern, das Auftreten von Kohlensäure in der Atmosphäre, Probleme der Ozonforschung und des Infrarotspektrums der Atmosphäre, der erdmagnetischen Stürme und des Nachthimmelslichts; in einem ausführlichen Bericht werden

die Ziele der Raketenforschung der höchsten Luftschichten diskutiert. Gerade in diesem Kapitel über Geophysik läßt die Ungleichmäßigkeit der Auswahl und der Behandlung des Stoffes die ursprüngliche Entstehung des Buches als Festschrift freiwilliger Beiträge leider noch sehr deutlich erkennen. Weitere Kapitel schließlich beziehen sich auf das Planetensystem, auf Stellarastronomie, auf Photometrie und Spektroskopie der Sterne, auf die heute geltenden Anschauungen über die Milchstraße und über die Fragen der Kosmogonie. W. Mörikofer, Davos.

Principles of Geodynamics. Von A. E. Scheidegger. Mit 86 Textabb., XI, 280 S. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer-Verlag. 1958. Geb. DM 49.60.

Wie ungemein reichhaltig der Inhalt des vorliegenden Buches trotz seines an sich geringen Umfanges ist, zeigt schon das ausführliche und sehr sorgfältig angelegte Inhaltsverzeichnis. Der Verfasser hat sich das Ziel gesetzt, eine möglichst umfassende Zusammenstellung aller geodynamischen Theorien auf moderner Grundlage zu geben. Unter Geodynamik wird dabei die Lehre von den die Erde und ihre Oberfläche, die Kruste, formenden Kräften verstanden.

Der erste Hauptabschnitt enthält eine Übersicht über die Beobachtungstatsachen auf geologischem und morphologischem Gebiet, der zweite bringt ebenso eine Übersicht über die geophysikalischen Tatsachen. Im dritten Abschnitt wird eine Übersicht über die physikalischen Grundlagen des allgemeinsten Deformationsvorganges gegeben, wobei von der modernen Terminologie rheologischer Klassifikation deformierbarer Körper Gebrauch gemacht wird. Der vierte Abschnitt behandelt die von der Rotation der Erde herrührenden Effekte, vor allem die Polfluchtkraft, die Corioliskraft und die Frage nach der Stabilität der Rotationsachse und nach der damit zusammenhängenden Möglichkeit einer Polwanderung.

In den weiteren Teilen des Buches werden diese allgemeinen Überlegungen auf die einzelnen Probleme der Morphologie, auf die Entstehung und Verteilung von Kontinent und Ozean, die Orogenese, Kontinentverschiebung, die Bruch- und Faltungsvorgänge, die Entstehung und Auslösung der Erdbeben angewendet und dabei die meisten und wichtigsten bisher auf diese Fragen sich beziehenden Erklärungsversuche kritisch behandelt. Der letzte Abschnitt befaßt sich noch mit verschiedenen Einzelproblemen, der Entstehung von Meteorkratern, von speziellen Bruchformen, Domen, dem Vulkanismus und den epirogenetischen Hebungen und Senkungen der Kruste.

Das Buch gibt viele Anregungen und faßt einen sehr großen Stoff auf knappstem Raum zusammen. Da aber zu jedem Gegenstand die neueste Literatur berücksichtigt wurde, ist es stets möglich, sich weiter und ausführlicher in ein besonderes Teilproblem zu vertiefen. M. Toperczer, Wien.

Lehrbuch der angewandten Geophysik. Teil II. Von H. Haalck. Mit 222 Textabb., 20 Tafeln, VIII, 329 S. Berlin-Nikolassee: Gebrüder Borntraeger. 1958. DM 48.

Der nunmehr erschienene zweite Teil des Lehrbuchs der angewandten Geophysik ist die Gemeinschaftsarbeit mehrerer Autoren. Dies brachte den Vorteil mit sich, daß jedes einzelne Teilkapitel durch einen Fachmann behandelt werden konnte, ohne daß dadurch die Einheitlichkeit der Darstellung gelitten hätte.

Im ersten Abschnitt behandelt W. Buchheim die Geoelektrik. Er hat es verstanden, unter Weglassung alles überflüssigen Ballastes zweifelhafter

Verfahren alle für die Praxis wirklich brauchbaren und bedeutungsvollen Methoden in klarer und einfacher Weise unter Vermeidung langwieriger theoretischer Ableitungen darzustellen. Die Berücksichtigung der in der Praxis schon ausreichend bewährten Tellurik soll hervorgehoben werden.

H. Menzel ist der Verfasser des von den seismischen Aufschlußmethoden handelnden Abschnitts. Bei der Darstellung des Refraktions- und Reflexionsverfahrens ist die eingehende und systematische Darstellung der an den Beobachtungswerten anzubringenden Korrekturen hervorzuheben. Ebenso werden auf instrumentellem Gebiet die Grundzüge der modernen Verfahren, die sich alle der Elektronenverstärker bedienen, ausreichend dargestellt. Den Abschluß bildet eine mathematisch recht interessante Ableitung der seismischen Strahlgleichung und der Wellenfront auf Grund des Fermatschen und Huygensschen Prinzips, die man an dieser Stelle eigentlich nicht erwarten würde.

Im letzten Abschnitt behandelt K. Strobach die gasanalytischen, radiometrischen und geothermischen Untersuchungsmethoden, für die eine zusammenfassende, lehrbuchmäßige Darstellung bisher gefehlt hat. Nach einer kurzen Einleitung in die physikalischen Grundlagen der einzelnen Verfahren werden die Meßmethoden erläutert und durch eine Reihe gut ausgewählter Beispiele die Brauchbarkeit und der Anwendungsbereich der einzelnen Verfahren verdeutlicht.

In einem Nachtrag hat der Herausgeber noch einige Ergänzungen zu den im ersten Teil behandelten gravimetrischen und magnetischen Meßverfahren hinzugefügt.

Das nun ganz vorliegende Werk kann mit gutem Gewissen als das derzeit beste in deutscher Sprache vorliegende Lehrbuch der angewandten Geophysik bezeichnet werden. Es stellt in theoretischer Beziehung keine allzugroßen Anforderungen an den Leser, ohne dabei das Wesentliche zu vernachlässigen, und vermeidet jede Weitschweifigkeit. Es kann wegen seiner leichten Verständlichkeit vor allem auch Geologen empfohlen werden. M. Toperczer, Wien

Earthquakes. Von G. A. Eiby. Mit 54 Textabb. und 32 Tafeln, 168 S. London: F. Muller Ltd. 1957. 21 s.

Das Buch stellt eine sehr lebendige und verständlich geschriebene populärwissenschaftliche Einführung in die Erdbebenkunde dar, in dem Sinne, daß alle Fragen über Beobachtung und Registrierung der Erdbeben, über die Auswertung und Deutung der Registrierkurven, über die Arten von Erdbeben und ihren Ursprung, die gelegentlich von Besuchern seismologischer Observatorien gestellt werden, unterstützt von außerordentlich zahlreichen und sehr instruktiven Abbildungen beantwortet werden. Es wird dazu auch unter kritischer Beurteilung der bereits gesicherten und der noch unsicheren Erkenntnisse darüber berichtet, was aus den Erdbebenregistrierungen über den Aufbau der Erde erschlossen worden ist und wie mit Hilfe von künstlichen Sprengungen Diskontinuitäten in der Erdkruste für Zwecke der Erschließung von Öl- oder Erzlagerstätten festgestellt werden können. Ferner werden die Ursachen und Entstehungsformen der Erdbeben, die Verbreitung der Erdbebenherde auf der Erde, die Beziehung zwischen Vulkanen und Erdbeben, Mikroseismen und ihre Auslösung durch meteorologische Erscheinungen und die Beziehung zwischen Erdbebenwellen und Meereswellen behandelt. Nach Ausführungen über die Art der Beschädigung von Bauwerken und über die Gesichtspunkte, die zur Konstruktion erdbebensicherer Häuser berücksichtigt werden sollen, folgt abschließend eine Beschreibung der bedeutendsten Erdbeben und eine

Liste der seit dem Jahre 1500 aufgetretenen großen Erdbeben. Das Buch ist nicht nur eine ausgezeichnete Einführung in die Erdbebenkunde für einen breiteren Interessentenkreis, sondern bringt auch in den zahlreichen Abbildungen manche auch für den Seismologen neue und interessante Darstellungen. F. Steinhauser, Wien.

Technische Kunstgriffe bei physikalischen Untersuchungen. Von E. v. Angerer. Elfte Auflage, herausgegeben von H. Ebert. Mit 134 Abb., 362 S. Braunschweig: F. Vieweg & Sohn. 1957. DM 18.80.

Die meteorologische und geophysikalische Forschung ist in zunehmendem Maße auf experimentelle Untersuchungen angewiesen, für die neben den herkömmlichen oder fabrikfertigen Instrumenten vielfach auch Neukonstruktionen und Eigenentwicklungen notwendig sind. So wird auch mancher Meteorologe oder Geophysiker zum klassischen „Angerer" greifen, der seit dem Tode des Begründers von H. Ebert wesentlich erweitert und umgearbeitet wurde und soeben in 11. Auflage herausgekommen ist. Diese durch insgesamt 28 Fachleute gemeinsam bearbeiteten „Technischen Kunstgriffe bei physikalischen Untersuchungen" geben eingehende Auskünfte über die verschiedenen Werkstoffe und ihre Verarbeitung sowie über die Herstellung von allgemeinem Laborzubehör und von Hilfsgeräten für Untersuchungen auf den verschiedensten Arbeitsgebieten der Physik und ihrer Anwendungsaufgaben. W. Mörikofer, Davos.

Physikalisches Taschenbuch. Herausgegeben von H. Ebert. Zweite Auflage. Mit 147 Abb., VIII, 544 S. Braunschweig: F. Vieweg & Sohn. 1957. DM 22.80.

Die heutige Meteorologie hat sich schon längst von ihrer früher mehr beschreibenden Arbeitsweise zu einer mit streng physikalischen Begriffen arbeitenden Wissenschaft entwickelt. Weder der Empiriker noch der Theoretiker, weder der Synoptiker noch der Geophysiker kommt heute ohne eingehende Kenntnis physikalischer Gesetze, Beziehungen und Größen aus. Als handliches Nachschlagewerk sei daher auch den Meteorologen und Geophysikern das „Physikalische Taschenbuch" empfohlen, das H. Ebert unter Mitarbeit von 36 Fachleutem soeben in zweiter Auflage herausgebracht hat. Auf eine genaue Darlegung der Einheiten und mathematischen Hilfsmittel werden allein schon 100 Seiten verwendet, weitere 100 Seiten auf Relativitäts- und Quantentheorie, auf Atom- und Kernphysik. Dafür, daß auch die unter den klassischen Kapitelbezeichnungen der Physik behandelten Gebiete auf den neuesten Stand der Forschung gebracht wurden, bürgen die Namen der Bearbeiter. Das stark mit Formeln, Tabellen und Zusammenstellungen durchsetzte Buch schließt mit einem Kapitel über Werkstoffe und ihre Beanspruchung. W. Mörikofer, Davos.

Herausgeber, Eigentümer und Verleger: Springer-Verlag, Wien I, Mölkerbastei 5.
Für den Inhalt verantwortlich: Prof. Dr. F. Steinhauser, Wien XIX, Hohe Warte 38.
Druck: Adolf Holzhausens Nfg., Wien VII, Kandlg. 19-21

Das

„Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie“

erscheint in zwangloser Folge in zwei parallelen Serien:

Serie A Meteorologie und Geophysik: Allgemeine, theoretische und synoptische Meteorologie, Geophysik der Atmosphäre, des Meeres und des festen Erdbodens.

Serie B Allgemeine und biologische Klimatologie: Allgemeine und medizinische Klimatologie, Agrar- und Mikroklimatologie, Meteorobiologie, Strahlungsforschung.

Die beiden Serien können unabhängig voneinander bezogen werden. Die Hefte werden einzeln berechnet und zu Bänden von 400 bis 500 Seiten vereinigt.

Das Archiv veröffentlicht wissenschaftlich einwandfreie Arbeiten von allgemein fachlichem Interesse. Es werden deshalb nur Originalarbeiten aufgenommen, die neue Erkenntnisse bringen, und zwar Aufsätze größeren Umfanges wie auch kleine Mitteilungen. Gelegentlich wird auch durch Sammelreferate über die neuesten Ergebnisse einzelner Spezialgebiete ein Überblick über den jeweiligen Stand eines bestimmten Problems gegeben, wobei besonders durch Hervorheben der noch ungelösten Fragen der weiteren Forschung Anreiz geboten werden soll. Schließlich weisen kritische Buchbesprechungen auf bedeutende Neuerscheinungen aus unserem Wissensgebiet hin.

Die Verfasser werden gebeten, den Text möglichst knapp zu fassen und historische Einleitungen tunlichst zu vermeiden. In den beigegebenen Tabellen ist die Wiedergabe unverarbeiteten, umfangreichen Beobachtungsmaterials zu vermeiden; auch sollen die Resultate im allgemeinen nicht durch Tabellen und Kurven gleichzeitig wiedergegeben werden. Die Tabellen sollen eine Überschrift tragen.

Die Arbeiten können in deutscher, englischer oder französischer Sprache erscheinen. Es soll ihnen eine Zusammenfassung in mindestens zwei Sprachen vorangestellt werden. Eine Zusammenfassung ist auf jeden Fall vom Verfasser mitzuliefern, ihre Übersetzungen werden nötigenfalls vom Verlag besorgt. Die Literaturhinweise erfolgen durch im laufenden Text in Klammern eingefügte Nummern, die genaue Zitate bezeichnen, die in einem Literaturverzeichnis am Ende der Arbeit zusammenzustellen sind.

Die Manuskripte sind möglichst in Maschinenschrift auf einseitig beschriebenen, fortlaufend paginierten Blättern abzufassen. Abbildungsvorlagen sind in so sauberer Wiedergabe einzusenden, daß sie entweder unverändert verwendet oder durch Zeichner des Verlages einwandfrei neu gezeichnet werden können. Die Beschriftung, die innerhalb der Zeichnung angebracht wird, ist nur mit weichem Bleistift einzutragen.

Grundsätzlich werden nur Arbeiten aufgenommen, die vorher weder im Inland noch im Ausland veröffentlicht worden sind; der Autor verpflichtet sich, diese auch nachträglich nicht anderweitig zu veröffentlichen. Mit der Annahme und Veröffentlichung des Manuskriptes geht das ausschließliche Verlagsrecht für alle Sprachen und Länder auf den Verlag über. Es ist ferner ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages nicht gestattet, photographische Vervielfältigungen, Mikrofilme u. ä. von Heften der Zeitschrift, einzelnen Beiträgen oder von Teilen daraus herzustellen. Die Autoren erhalten 75 Separata ihrer Arbeit kostenlos und können weitere Separata zu einem angemessenen Preis beziehen. Die Bestellung muß mit dem dem Fahnenabzug beigelegten Bestellzettel bei der Rücksendung der korrigierten Fahnen erfolgen.

Die Autoren erhalten eine erste Fahnenkorrektur, die sie nach erfolgter Durchsicht an den Verlag zu senden haben; eine Umbruchkorrektur wird den Autoren nicht zugestellt. Autorkorrekturen, d. h. nachträgliche Textänderungen, werden, soweit sie 10% der Satzkosten überschreiten, den Verfassern in Rechnung gestellt.

Manuskripte und Anfragen sind an einen der beiden unterzeichneten Herausgeber

Dozent Dr. **W. Mörikofer**
Physikalisch-Meteorologisches Observatorium
Davos-Platz, Schweiz

Prof. Dr. **F. Steinhauser**
Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik
Wien XIX, Hohe Warte 38, Österreich

zu richten; alle geschäftlichen Mitteilungen an:

Springer-Verlag, Wien I, Mölkerbastei 5
Telephon 63 96 14 Serie. Telegrammadresse: Springerbuch Wien

Der Verlag

Integraltafel. Herausgegeben von Dr. **Wolfgang Gröbner**, o. Professor an der Universität Innsbruck, und Dr. **Nikolaus Hofreiter**, o. Professor an der Universität Wien.

Erster Teil: **Unbestimmte Integrale.** Zweite, verbesserte Auflage. VIII, 166 Seiten. 4°. 1957.

Steif geheftet S 136.—, DM 22.70, sfr. 23.20, $ 5.40

Soeben erschien:

Zweiter Teil: **Bestimmte Integrale.** Zweite, verbesserte Auflage. VI, 204 Seiten. 4°. 1958.

Steif geheftet S 162.—, DM 27.—, sfr. 27.60, $ 6.45

Aus den Besprechungen zur ersten Auflage

„Für den zweiten Teil der Integraltafel war mehr noch als für den ersten eine geeignete Auswahl aus dem umfangreichen Material notwendig. Vor allem enthält er daher solche Integrale, die sich nicht in unbestimmter Form integrieren lassen, deren Wert oder deren Parameterfunktion sich aber für spezielle Grenzen angeben läßt. Außerdem wurden aber auch Integrale einiger schon im ersten Teil unbestimmt integrierter Funktionen für bestimmte Grenzwerte aufgenommen, falls diese häufig vorkommen. Um trotz der unbedingt erforderlichen Auswahl möglichst viele Integrale aufzunehmen, wurden durch Einführung von Parametern Einzelintegrale zusammengefaßt... Auch die im zweiten Teil getroffene Auswahl scheint sehr geschickt zu sein. Das gesamte Werk wird sich sehr bald einführen und für jeden rechnerisch arbeitenden Wissenschaftler unentbehrlich sein."

Zentralblatt für Mathematik und ihre Grenzgebiete

Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie

Herausgegeben von

Dozent Dr. **W. Mörikofer** (Physikalisch-Meteorologisches Observatorium, Davos) und Prof. Dr. **F. Steinhauser** (Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik, Wien)

Serie B. **Allgemeine und biologische Klimatologie**

Zuletzt erschien:

Band 9, 1. Heft. (Abgeschlossen im Mai 1958.) Mit 15 Textabbildungen. 112 Seiten. 1958. S 180.—, DM 30.—, sfr. 30.70.—, $ 7.15

Inhaltsverzeichnis: **Flohn, H.** Bemerkungen zum Problem der globalen Klimaschwankungen. — **Nyberg, A.** Some Investigations in Hydrological Forecasting. — **Robinson, G. D.** Some Observations from Aircraft of Surface Albedo and the Albedo and Absorption of Cloud. — **Hinzpeter, H.** Vergleichende Prüfung von Formeln zur Berechnung von Globalstrahlungssummen. — **Loßnitzer, H.** Ergebnisse von Interferenzfiltermessungen der Sonnenstrahlung von 350 bis 1000 nm. — **Büttner, K. J. K.** Die Aufnahme von Wasserdampf durch menschliche Haut, Pflanze und Erdboden. — **Steinhauser, F.** Über die pH-Werte des Niederschlags, der Schneedecke und des Grundwassers in Wien. — Buchbesprechungen.

Zu beziehen durch Ihre Buchhandlung